

Сверхбыстрая электронная динамика поверхности кремния, возбужденной интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом

А. А. Ионин, С. И. Кудряшов¹⁾, С. В. Макаров, П. Н. Салтуганов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын, А. Р. Шарипов

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 августа 2012 г.

Электронная динамика поверхности кремния в масштабе возбуждающего ИК ультракороткого лазерного импульса исследована методами оптической микроскопии с временным разрешением и электронной эмиссии. Обнаружено, что оптический отклик материала в условиях формирования плотной электрон-дырочной плазмы определяется перенормировкой зонного спектра материала, а не внутризонными переходами фотовозбужденных носителей. Нелинейная оже-рекомбинация плазмы, усиленная плазменной перенормировкой зонной щели и сопровождающаяся генерацией горячих носителей, стимулирует непосредственную интенсивную эмиссию таких носителей с поверхности фотовозбужденного материала, работа выхода которого понижена сильной плазменной перенормировкой энергий высоколежащих зон проводимости.

1. Несмотря на многочисленные предыдущие исследования сверхбыстрой электронной динамики в полупроводниках [1–17], до сих пор нет четкого представления о ключевых процессах фотогенерации плотной ($\rho_{eh} > 10^{21} \text{ см}^{-3}$) электрон-дырочной плазмы (ЭДП) под действием ультракоротких (фемтосекундных и коротких пикосекундных) лазерных импульсов (УКИ) и ее релаксации. Это связано с тем, что в условиях возбуждения плотной ЭДП необходимо учитывать предсказанные ранее эффекты заселения зон [1, 2], экранирования взаимодействия частиц в самой ЭДП при их оже-рекомбинации [3], экранирования потенциала ионного остова [4, 5], экранирования электрон-фононного взаимодействия при междолинных переносах [3, 6] наряду с интенсивным возбуждением когерентных оптических фононов [7, 8], перенормировки зонного спектра [4, 5, 7, 9] и связанные с ней эффекты изменения (как правило, увеличения) сечений линейного и нематематического фотовозбуждения [10, 11], скоростей столкновительной [11] и тунNELьной ионизации, а также оже-рекомбинации [11], электронной эмиссии и зарядки поверхности [12–14]. Многие ряд из указанных выше предсказанных процессов ранее не выявлялись при анализе экспериментальных данных (например, эффекты экранирования и плазмоиндуцированного изменения скоростей фотовозбуждения) или не исследовались систематически (электронная эмиссия). Поэтому их относительная роль в динамике плотной ЭДП не совсем понятна. Между тем в силу сложного характера явлений фотогенерации и релаксации плотной ЭДП пренебрежение вкладом одного или даже нескольких из

указанных выше процессов при анализе экспериментальных данных приводит к сильному разбросу оцениваемой максимальной плотности ЭДП в области плазменного резонанса ($\rho_{eh} = (5 \cdot 10^{21} - 8 \cdot 10^{22}) \text{ см}^{-3}$ [1, 2, 7, 9, 11, 15–17]), равно как и связанных с ней коэффициентов внутризонного поглощения и плотности поглощенной энергии. В результате фотовозбуждение полупроводников под действием УКИ как самый первый этап многих технологически важных процессов нано/микромодификации и абляции их поверхности до сих пор остается не совсем понятным, равно как и последующие этапы транспорта энергии и ее переноса из электронной в фононную подсистему.

В настоящей работе сообщается о наблюдении с помощью метода оптической микроскопии с временным разрешением сверхбыстрой динамики отражения пробного УФ УКИ от поверхности кремния в течение возбуждающего ИК УКИ, детальный анализ которой впервые явно демонстрирует эффекты заселения L - и X -долин его зоны проводимости, а также безинерционной электронной перенормировки зонной щели. Стабилизация плотности ЭДП с ростом плотности энергии связывается с ускорением оже-рекомбинации в плотной плазме благодаря перенормировке зонной щели. В совокупности они открывают новый канал интенсивной нематематической электронной эмиссии, регистрируемой с помощью оригинальной низковакуумной зондовой схемы.

2. В наших исследованиях одноимпульсное лазерное облучение свежих участков мишени (атомно-гладкой пластины нелегированного кремния Si(100) толщиной 0.45 мм с естественным оксидным слоем толщиной в 2–3 нм) УКИ титан-сапфирового лазера (длина волны 800 нм, длительность импульса

¹⁾ e-mail: sikudr@lebedev.ru

на полувысоте $\tau_{\text{as}} \approx 90$ фс, энергия импульса в TEM_{00} -моде – до нескольких мДж, частота следования 10 Гц) осуществлялось с помощью электромеханического затвора и перемещения мишени в промежутках между лазерными импульсами на трехкоординатном моторизованном микростолике (рис. 1). Энергия УКИ плавно изменялась в сторону уменьше-

ния бария (ВВО). При этом ИК УКИ накачки с *р*-поляризацией фокусировались под углом 45° стеклянной линзой (фокусное расстояние $f = 50$ см) на поверхность мишени Si в эллиптическое пятно (радиусы $\varnothing_{1/e,x} \approx 0.10$ мм и $\varnothing_{1/e,y} \approx 0.05$ мм) с центровкой на оптической оси микрообъектива (числовая апертура $\text{NA} = 0.17$) канала активного зондирования поверхности пробным УКИ (рис. 1). Исходное отражение пробных УКИ $R_{2\omega,0}$ для поверхности мишени Si было откалибровано с помощью алюминиевого зеркала (отражение для 400 нм при нормальном падении ≈ 0.92). Оно соответствовало величине ≈ 0.496 в согласии с расчетным значением ≈ 0.492 [19]. Были получены оптические микроснимки поверхности кремния для различных задержек УКИ ВГ $\Delta t = (-0.2-0.2)$ пс (пики интенсивности УКИ накачки и пробного УКИ совпадают в момент $\Delta t = 0$ пс), использованные для построения поперечных профилей его отражения $R_{2\omega}(\Delta t)$ для различных значений плотности энергии F УКИ накачки вплоть до 1.5 Дж/см 2 .

В схеме сбора эмитированных электронов стационарный медный собирающий электрод с отверстием диаметром около 4 мм с потенциалом $+0-300$ В располагался в откачиваемой газовой ячейке на расстоянии 1 мм от поверхности кремниевой мишени, размещенной на поверхности заземленного электрода (оба – на трехкоординатном моторизованном микростолике). При этом УКИ накачки через оптическое окно газовой ячейки фокусировались в нормальном падении на поверхность мишени через апертуру коллектора электронов на ее оси. При атмосферном давлении эмитированные электроны на наносекундном масштабе времени “прилипали” к молекулам кислорода [20]. Затем они медленно двигались в приложенном электрическом поле на субмиллисекундных временах как отрицательные ионы, наводя на коллекторе ток (потенциал) изображения, регистрируемый с помощью мегаомного входа цифрового осциллографа (рис. 1, вставка). Низкий вакуум и эффект “прилипания” электронов позволяли создавать для сбора электронов экстрагирующие напряженности поля ~ 1 кВ/см, что на 2–3 порядка выше характерных значений для вакуумных экспериментов ($\sim 1-10$ В/см – во избежание вторичной электронной эмиссии). Это позволило устранить эффект объемного заряда даже в условиях интенсивной электронной эмиссии при высоких плотностях энергии – до $3-4$ Дж/см 2 (в вакуумных экспериментах они обычно составляют до нескольких десятков мДж/см 2 [21]).

3. Зависимость отражения пробного УФ УКИ $R_{2\omega}(F)$ непосредственно в конце УКИ накачки ($\Delta t =$

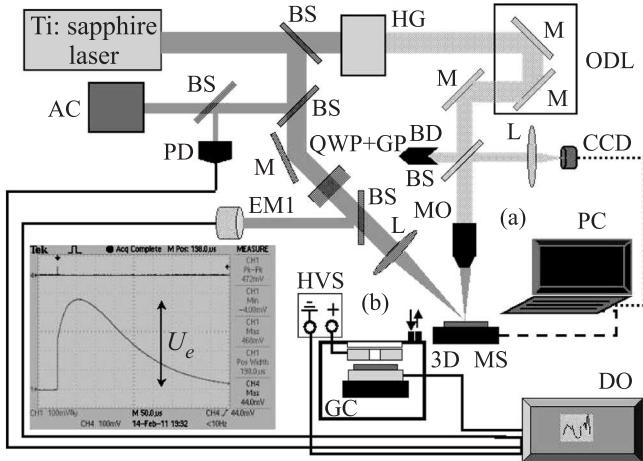


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с модулями для оптической микроскопии с временным разрешением (а) и электронно-эмиссионных измерений (б). Обозначения: BS – делители пучка, AC – автокоррелятор, QWP+GP – четвертьвольновая пластина и призма Глана для ослабления УКИ, EM – измеритель энергии, HG – генератор оптических гармоник, ODL – оптическая линия задержки, BD – поглотитель, M – зеркало, L – линзы, PD – фотодиод, CCD – ПЗС-матрица, 3D-MS – трехмерная моторизованная подвижка, DO – цифровой осциллограф, PC – компьютер для сбора данных и управления экспериментом, MO – микрообъектив, GC – газовая ячейка с подвижкой, электродами и мишенью для электронно-эмиссионных измерений, HVS – источник высокого напряжения. Вставка – осциллограмма тока изображения при собирающем напряжении $+150$ В и плотности энергии $F \approx 0.6$ Дж/см 2 .

ния с помощью четвертьвольновой пластины и призмы Глана от уровня ≈ 0.2 мДж во избежание деградации волнового фронта импульса вследствие самофокусировки в воздухе (критическая мощность самофокусировки в воздухе для данной длины волны ≈ 3 ГВт [18], т.е. ≈ 0.3 мДж для УКИ длительностью 90 фс) и рассеяния/рефракции на воздушной плазме.

В первой схеме оптической микроскопии отражения с временным разрешением [2, 11] использовались мощный ИК (800 нм) УКИ накачки и вдвое более слабый пробный задержанный ($\Delta t = (0.1-3000)$ пс) УФ УКИ (2ω , 400 нм), генерируемый в виде второй гармоники в тонком (1.5 мм) кристалле бора-

$= 0.1$ пс) демонстрирует плавное снижение при $F > > 0.1$ Дж/см² ниже исходного уровня $R_{2\omega,0} = 0.492$ с достижением минимума $R_{2\omega} \approx 0.483$ вблизи $F = (0.6-0.7)$ Дж/см² (рис.2). Далее, в диапазоне $F = (0.7-1.4)$ Дж/см² имеет место быстрый рост отражения выше исходного уровня $R_{2\omega,0}$. Указанные особенности являются характерными для полупроводников и полуметаллов. Они неоднократно наблюдались в экспериментах [1, 2, 9, 11-12, 15-17]. В частности, провал отражения при увеличении F ранее связывался с переходом плазменной частоты фотогенерирующей ЭДП через частоту пробного излучения (переход диэлектрик-металл на оптических частотах) с нарастанием отражения сильно ионизованного материала вследствие усиления роли внутризонных переходов носителей [1, 2, 15-17].

Вместе с тем ранее для кремния [22] и других материалов [7, 11] нами качественно демонстрировалась альтернативная возможность сильных изменений отражения пробного УКИ на поверхности фотовозбужденного полупроводника, связанная с практически мгновенной сильной электронной перенормировкой ширины зонной щели материала ($\delta E_{g,e} = E_{g,0} - E_g^*$) и резким усилением роли межзонных переходов. Для количественной оценки вклада перенормировки и межзонных переходов (ε_{IB}) наряду с вкладом внутризонных переходов (Друде) в настоящей работе был впервые проведен детальный анализ с использованием комбинированной модели для комплексной диэлектрической проницаемости фотовозбужденного кремния на эффективной оптической частоте пробного УФ УКИ $\Omega^* = \Omega + \delta E_{g,e}/\hbar$ [7, 11]

$$\begin{aligned} \varepsilon^*(\Omega^*, \rho_{eh}) &= \\ &= \varepsilon_{IB}(\Omega^*) - \frac{\Omega_{pl}^2(\rho_{eh})}{\Omega^{*2} + \tau_e(\rho_{eh})^{-2}} \left[1 - \frac{i}{\Omega^* \tau_e(\rho_{eh})} \right]. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь плазменная частота ЭДП имеет вид [11, 16]

$$\Omega_{pl}^2(\rho_{eh}) = \frac{\rho_{eh} e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{hf} m_{opt}^*}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. В выражении (2) оптическая масса электрон-дырочных пар $m_{opt}^* = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$ составляет ≈ 0.14 с учетом эффективной электронной массы проводимости $m_{e,L}^* \approx 0.19$ для четырех L -долин и $m_{e,X}^* \approx 0.26$ для шести X -долин зоны Γ_{15} (средняя масса $m_e^* \approx 0.23$ при равномерном заполнении k -пространства). Эффективная же средняя масса легких и тяжелых дырок в зоне Γ_{25} в Г-точке равняется $m_h^* \approx 0.31$ [23], в общем случае являясь функцией фактора заполнения зон [24] и электронной перенормировки зонного спектра [25], т.е. ρ_{eh} . Высокочастотная “электронная” диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{hf} \approx 12$ [23] рассматривалась как функция ρ_{eh} , снижающаяся до 1 при полной металлизации материала [3] (заполнение зоны проводимости Γ_{15} при $\rho_{eh} \approx 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ [23], когда среднее межэлектронное расстояние $1/\rho_{eh}^{1/3}$ становится близким к атомному диаметру ≈ 3 Å согласно интерполяционному соотношению $\varepsilon_{hf}(\rho_{eh}) \approx \varepsilon_{hf}(0) \exp[-3 \text{ Å} \cdot (\rho_{eh}/5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ Å}^3)^{1/3}]$). Хотя в большинстве предшествующих работ время релаксации энергии носителей считалось постоянным ($\tau_e \approx (0.2-0.3)$ фс $> 1/\Omega$ для $\rho_{eh} \sim 10^{22}$ см⁻³ [2, 15, 16]), более точным для него в широком диапазоне ρ_{eh} является соотношение для трехмерного электронного газа $\tau_e \propto 1/\rho_{eh}^{1/3}$ [26]. В настоящей работе оно было взято в эмпирическом виде: $\tau_e(\rho_{eh}) \approx 1 \text{ фс} \cdot (10^{22} \text{ см}^{-3} / \rho_{eh})^{1/3}$. Это дает $\tau_e \sim (0.1-1)$ фс для $\rho_{eh} \sim 10^{22}$ см⁻³ в согласии с данными [2, 16]. Электронная перенормировка минимальной прямой зонной щели кремния (≈ 3.4 эВ) в области Г-точки и L -долин предполагалась достигающей 50% при 5-процентной ионизации ($\rho_{eh} \approx 1 \cdot 10^{22}$ см⁻³ для полной плотности валентных электронов четырехвалентного материала $\approx 2 \cdot 10^{23}$ см⁻³ [23]) по аналогии с GaAs [5] и Te [9], а также в согласии с предыдущими расчетами электронной перенормировки для Si [4].

Результаты моделирования показывают, что появление минимума отражения пробного УКИ при $\Delta t = 0.1$ пс преимущественно связано с плазменной перенормировкой зонной щели $\delta E_g \approx 0.6$ эВ, хорошо соответствующей минимуму отражения невозбужденного кремния (рис. 2, вставка). Учет же только вклада Друде с экранированием или без него дает лишь незначительные положительные изменения отражения (рис. 2). Хотя роль внутризонных переходов в оптическом отклике материала невелика, плотность ЭДП ρ_{eh} довольно точно определяется через плазменную перенормировку. Она лежит в диапазоне $10^{20}-10^{22}$ см⁻³ (рис. 2, верхняя ось). Эти значения плотности существенно ниже оцененных в предшествующих работах [2, 15-17], что объясняется с учетом более сильного эффекта перенормировки зонной щели и связанного с ним усиления роли межзонных переходов (по сравнению с ролью внутризонных переходов) в изменении отражения фотовозбужденного материала. Соотношение значений ρ_{eh} и F на рис. 2 отражает их сублинейную зависимость типа $\rho_{eh} \propto F^{1/3}$ (рис. 3), связанную в основном с трехчастичной оже-рекомбинацией [3, 11, 15], тогда как поглощение ИК-излучения УКИ кремния является в

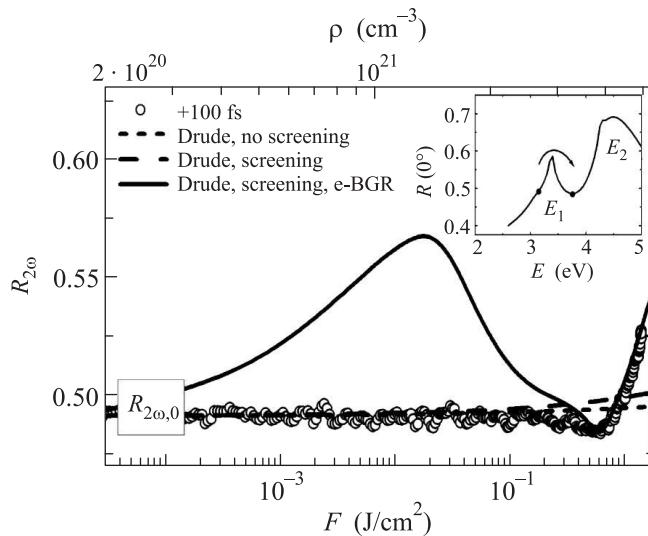


Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения кремния $R_{2\omega}(F)$ (светлые кружки) для задержки пробного импульса $\Delta t = +0.1$ пс, где $R_{2\omega,0}$ – начальное значение коэффициента отражения материала. Апроксимационные модельные зависимости фотовозбужденного кремния $R_{2\omega}(\rho_{eh})$ с учетом вклада Друде (пунктирная линия), вклада Друде с эффектом экранировки (штриховая линия), вклада Друде с эффектами экранировки и перенормировки зонной щели (сплошная линия). Вставка – спектральная зависимость отражения кремния (стрелка и темные кружки показывают перенормировку зонной щели $\delta E_{g,e}$ от $\hbar\Omega \approx 3.15$ эВ до $\hbar\Omega^* \approx 3.77$ эВ)

диапазоне $F = (0.1–1)$ Дж/см² практически линейным [27] в силу сильной перенормировки зонной щели материала [22]. Заметим, что ранее эффект оже-рекомбинации в масштабе УКИ накачки не наблюдался. Наблюдался же он только в последующей пикосекундной динамике ЭДП [15].

Благодаря плазменной перенормировке зонной щели, существенно увеличивающей константу скорости оже-рекомбинации $\gamma_a(\rho_{eh}) \propto \gamma_{a,0}[E_{g,0}/E_g^*(\rho_{eh})]^4$ [11], скорость оже-рекомбинации быстро растет в области $\rho_{eh} > 10^{21}$ см⁻³ с выходом горячих электронов порядка $R(\rho_{eh}) \sim \gamma_a(\rho_{eh})\rho_{eh}^3\tau_{las}$. Примечательно, что выход горячих носителей, оцениваемый путем экстраполяции данных рис. 3 в область более высоких ρ_{eh} и F , хорошо коррелирует с выходом электронной эмиссии U_e во всем исследованном диапазоне $F < (3–4)$ Дж/см², где еще не происходит пробоя воздуха в приповерхностном интерференционном лазерном поле падающего и отраженного УКИ. Действительно, в области $F < 1$ Дж/см², где перенормировка зонного спектра еще невелика (см. рис. 2), выход горячих но-

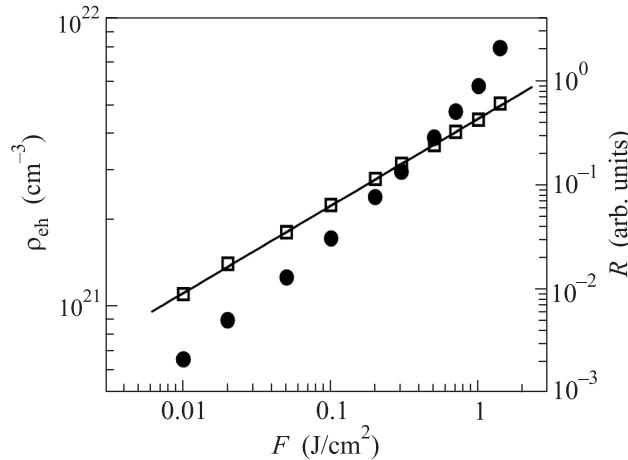


Рис. 3. Экспериментальная зависимость плотности ЭДП $\rho_{eh}(F)$ (квадраты) с ее линейной аппроксимацией в двойных логарифмических координатах с угловым наклоном $K_\rho = 0.30 \pm 0.01$, а также модельная зависимость выхода горячих носителей в результате оже-рекомбинации $R(F)$ (кружки) (по данным рис. 2)

сителей $R(\rho_{eh}) \propto F^1$ в соответствии с наблюдаемым ходом кривой $U_e(F) \propto F^{1.16 \pm 0.04}$ (рис. 4), а в области

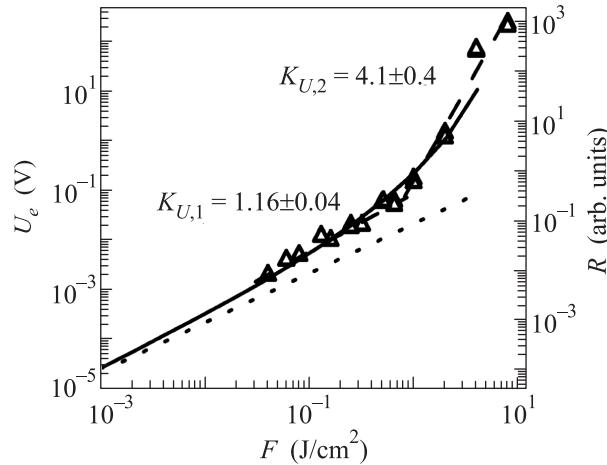


Рис. 4. Экспериментальная зависимость сигнала электронной эмиссии кремния $U_e(F)$ для собирающего напряжения +150 В (треугольники) с ее линейной аппроксимацией в двойных логарифмических координатах (штриховые прямые с угловыми наклонами $K_{U,1,2}$) в сопоставлении с модельной зависимостью $R(F)$ с учетом перенормировки зонной щели (сплошная линия) и без нее (пунктирная прямая)

существенной перенормировки зонного спектра (при $F > 1$ Дж/см²; см. рис. 2) он нелинейно ускоряется вплоть до $R(\rho_{eh}) \propto F^4$ при $F \leq 4$ Дж/см², что количественно согласуется (в масштабе F и $R(\rho_{eh})$) с нелинейным ростом $U_e(F) \propto F^{4.1 \pm 0.4}$ (рис. 4). Таким

образом, можно предположить, что горячие электроны с энергиями $\approx E_g^*(\rho_{eh})$, возникающие вследствие оже-рекомбинации, непосредственно эмитируются с поверхности фотовозбужденного кремния.

Возможность эмиссии горячих носителей возникает, по-видимому, в результате перенормировки не только низшей зоны проводимости, но и более высоколежащих зон, причем последних даже в более значительной степени. Количественные оценки показывают, что работа выхода электронов из зоны проводимости (≈ 4 эВ [28]) с учетом электронной перенормировки $\delta E_{g,e} \approx 1$ эВ при $F \geq 1$ Дж/см² (см. рис. 2) становится сопоставимой с шириной прямой зонной щели $E_g^* = E_{g,0} - E_{g,e} \approx 2.4$ эВ [23] и допускает непосредственную эмиссию горячих носителей с поверхности материала. В результате наряду с известным механизмом комбинированной фототермоэлектронной эмиссии Фаулера–деБриджа [14, 21] на поверхности фотовозбужденных полупроводников может иметь место новый, ранее не рассматривавшийся механизм эмиссии надтепловых электронов, кинетическая энергия которых благодаря оже-рекомбинации плотной ЭДП достаточна для преодоления потенциального барьера кристаллического потенциала, сильно перенормированного ЭДП. Выход горячих носителей $R(\rho_{eh})$, достигающий при $F \geq 1$ Дж/см² и $\rho_{eh} \leq 5 \cdot 10^{21}$ см⁻³ величины $\geq 2 \cdot 10^{22}$ см⁻³, существенно (более чем на два порядка) превосходит предсказанные теорией значения плотности положительных ионов на поверхности кремния после эмиссии электронов ($\sim 1 \cdot 10^{20}$ см⁻³ [14]). Он может приводить к более сильному зарядению поверхности материала [13], сопровождающемуся эмиссией положительных ионов и отлетом двойного электрического слоя с соответствующим ускорением ионов в его самосогласованном поле [29].

Примечательно, что межзонное поглощение кремния в области 3.4 эВ (пик E_1 на вставке к рис. 2) с переходами в L -долины практически не проявляется на экспериментальной кривой $R_{2\omega}(F)$ на рис. 2, тогда как отчетливо видно на модельной кривой, учитывающей плазменную перенормировку. На наш взгляд, это связано с тем, что в области значений $\rho_{eh} \sim 10^{21}$ см⁻³, где в силу соответствующей перенормировки зонной щели должно проявляться это поглощение, плотность уже возбужденной ЭДП в L -долинах слишком велика даже по сравнению с их полной емкостью плотности состояний ($< 4 \cdot 10^{21}$ см⁻³ на все четыре эквивалентные L -долины [23]). Это приводит к насыщению поглощения в данной области зоны Бриллюэна уже в масштабе УКИ-накачки. Междолинный же $L-X$ -перенос имеет низкую скорость (характер-

ное время ≈ 180 фс [6]) в соответствии с небольшими константами междолинного электрон-фононного переноса [23]. В результате линейно поляризованное излучение ИК УКИ может обеспечивать в рамках механизма двухфотонного поглощения сильное, но анизотропное межзонное возбуждение L -долин с насыщением поглощения еще до критической электронной перенормировки зонной щели, включающей линейное поглощение пробного УФ УКИ в данной области зоны Бриллюэна.

4. Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследована и впервые детально проанализирована динамика отражения поверхностью кремния пробного УФ-излучения в масштабе интенсивного ИК возбуждающего фемтосекундного лазерного импульса. Обнаружено, что фотогенерация электрон-дырочной плазмы определяет оптический отклик материала не через внутризонные переходы свободных носителей, а через наведенную ими безынерционную перенормировку его зонного спектра. Оже-рекомбинация фотовозбужденных носителей, усиленная электронной перенормировкой зонного спектра материала (включая работу выхода), генерирует горячие носители с энергией, сопоставимой с работой выхода, и потому непосредственно эмитируемые с его поверхности в рамках этого нового механизма эмиссии в соответствии с рекомбинационной динамикой, а не закономерностями Фаулера–деБриджа.

Работа поддержанна Российской Фондом фундаментальных исследований (проект # 10-08-00941-а).

1. K. Seibert, G. C. Cho, W. Kutt et al., Phys. Rev. B **42**, 2842 (1990).
2. K. Sokolowski-Tinten and D. von der Linde, Phys. Rev. B **61**, 2643 (2000); T. Y. Choi and C. P. Grigoropoulos, J. Appl. Phys. **92**, 4918 (2002).
3. E. J. Yoffa, Phys. Rev. B **21**, 2415 (1980).
4. A. Oschlies, R. W. Godby, and R. J. Needs, Phys. Rev. B **45**, 13741 (1992).
5. C. D. Spataru, L. X. Benedict, and S. G. Louie, Phys. Rev. B **69**, 205204 (2004).
6. T. Ichibayashi, S. Tanaka, J. Kanasaki, and K. Tanimura, Phys. Rev. B **84**, 235210 (2011).
7. S. I. Kudryashov, M. Kandyla, C. A. D. Roeser, and E. Mazur, Phys. Rev. B **75**, 085207 (2007).
8. M. Hase, M. Katsuragawa, A. M. Constantinescu, and H. Petek, Nat. Photon. **6**, 243 (2012).
9. E. N. Glezer, Y. Siegal, L. Huang, and E. Mazur, Phys. Rev. B **51**, 6959 (1995).
10. S. I. Kudryashov, Proc. SPIE **5448**, 1171 (2004).
11. T. Apostolova, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov et al., Opt. Eng. **51**(12), 121808 (2012), DOI: 10.1117/1.OE.51.12.121808.

12. J. M. Liu, R. Yen, H. Kurz, and N. Bloembergen, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 755 (1981).
13. C. T. Hebeisen, G. Sciamini, M. Harb et al., *Phys. Rev. B* **78**, 081403R (2008); H. Park and J. M. Zuo, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 251103 (2009).
14. N. M. Bulgakova, R. Stoian, A. Rosenfeld et al., *Phys. Rev. B* **69**, 054102 (2004).
15. C. V. Shank, R. Yen, and C. Hirshmann, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 454 (1983).
16. D. Hulin, M. Combescot, J. Bok et al., *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1998 (1984).
17. С. И. Ашиков, А. В. Овчинников, М. Б. Агранат, Письма в ЖЭТФ **79**, 657 (2004); М. Б. Агранат, S. I. Ashitkov, S. I. Anisimov et al., *Appl. Phys. A* **94**, 879 (2009).
18. A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
19. *Handbook of Optical Constants of Solids* (ed. by E. D. Palik), Academic Press, Orlando, 1998.
20. L. Bruschi, M. Santini, and G. Torzo, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17**, 1137 (1984).
21. W. Wendelen, D. Autrique, and A. Bogaerts, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 051121 (2010).
22. С. И. Кудряшов, В. И. Емельянов, Письма в ЖЭТФ **73**, 263 (2001); С. И. Кудряшов, В. И. Емельянов, ЖЭТФ **121**, 113 (2002).
23. A. Dargys and J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*, Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994.
24. A. J. Sabbah and D. M. Riffe, *Phys. Rev. B* **66**, 165217 (2002).
25. П. Ю. М. Кардона, *Основы физики полупроводников*, М.: Физматлит, 2002.
26. J.-Y. Bigot, M. T. Portella, R. W. Schoenlein et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 636 (1991).
27. D. H. Reitze, T. R. Zhang, Wm. M. Wood, and M. C. Downer, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 84 (1990); J. Bonse, *Appl. Phys. A* **84**, 63 (2006); D. J. Hwang, C. P. Grigoropoulos, and T. Y. Choi, *J. Appl. Phys.* **99**, 083101 (2006).
28. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов, *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1991.
29. W. G. Roeterdink, L. B. F. Juurink, O. P. H. Vaughan et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4190 (2003); H. Dachraoui and W. Husinsky, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 107601 (2006).