

© 1991 г.

ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

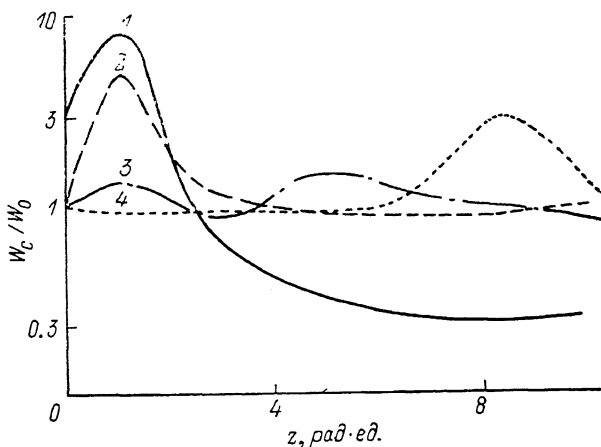
Е. А. Ливадный

При движении в веществе электронные потоки (ЭП) взаимодействуют как с атомами среды, так и с собственными электромагнитными полями. Влияние этих полей на перенос частиц с небольшим значением релятивистского фактора $\gamma < 5 \dots 10$ ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$) исследовалось в ряде работ (см. [1] и литературу в ней). В настоящей работе путем численного моделирования исследовано влияние собственного магнитного поля (СМП) на перенос в веществе ЭП с $\gamma > 5 \dots 10$ и предложены оценки границ допустимости одночастичного приближения (ОП) во всем диапазоне параметров ЭП. Под одночастичным понимается приближение, в котором можно пренебречь влиянием коллективных полей на перенос частиц в веществе, что существенно упрощает математическое и экспериментальное моделирование процессов переноса [2].

Можно выделить две особенности в подходе к исследованию переноса ЭП с большим γ : во-первых, генерацию ими вторичных излучений — электронов, позитронов, фотонов, которые и переносят основную часть энергии; во-вторых, для таких ЭП характерная длина распространения (пробег) R существенно больше радиуса $r_{\text{п}}$, так что интерес представляет

Отношение энергвыделения W_c вблизи оси ЭП, рассчитанное с учетом СМП, к энергвыделению W_0 , рассчитанному в одночастичном приближении, в зависимости от глубины проникновения z для различных значений эффективного тока $I_{\text{п}}(1 - f_{\text{м}})$.

1 — 100, 2 — 20, 3 — 3, 4 — 0.1 кА;
 $\gamma = 200$, $r_{\text{п}} = 0.2$ см.



изучение не столько одномерных (продольных), сколько двумерных, в том числе радиальных характеристик ЭП.

С целью определения влияния СМП на функцию распределения частиц в ЭП с учетом формирования вторичных излучений разработана программа PICAP расчета переноса ЭП методом Монте—Карло. Моделировались следующие эффекты взаимодействия частиц с веществом: ионизационные и радиационные столкновения; упругое рассеяние как для электронов, так и для позитронов; аннигиляция для позитронов; образование пар, фотоэффект и комптоновское рассеяние для фотонов. Расчет самосогласованного движения частиц в СМП проводился в квазистационарном приближении методом итераций [2]. Влияние электрического поля для упрощения задачи не учитывалось: это не привело к существенной потере общности результатов, поскольку область параметров ЭП, в которых его влияние заметно на фоне рассеяния в среде и СМП, достаточно узка и уменьшается с ростом γ [1].

Результаты моделирования переноса ЭП ($\gamma = 200$, $r_{\text{п}} = 2 \cdot 10^{-3}$ м) в алюминии представлены на рисунке. Приведено отношение энергвыделения W_c вблизи оси ЭП, рассчитанного с учетом СМП, к энергвыделению W_0 , рассчитанному в одночастичном приближении, для различных значений эффективного тока $I_{\text{п}}(1 - f_{\text{м}})$ в зависимости от глубины проникновения z ($f_{\text{м}} = I_{\text{внд}}/I_{\text{п}}$ — степень магнитной нейтрализации тока $I_{\text{п}}$, соответствующего первичному ЭП, индуцируемыми в веществе токами $I_{\text{внд}}$). Расчеты проведены для «холодного» ЭП с нулевой начальной поперечной температурой T_{\perp} .

Анализ результатов показывает резкое увеличение энергвыделения (в пересчете на исходную частицу) при увеличении $I_{\text{п}}(1 - f_{\text{м}})$ свыше 3 кА, объясняемое эффектом «самоканализации» [3] или «самофокусировки» [4]. Оно сопровождается увеличением T_{\perp} и, как след-

ствие, дополнительным уширением ЭП на больших глубинах. Важно отметить, что значения токов $I_n^{rp}(1-f_m)$, начиная с которых СМП оказывает воздействие на перенос, оказались существенно ниже, чем это следует из распространенной оценки условий применимости ОП [5]: $\omega_c \tau_{ei} \leq 1$, где $\omega_c = qB/\gamma m$ — циклотронная частота частицы зарядом q и массой m в СМП с максимальной (для плоского профиля тока) индукцией $B = \mu I_n (1-f_m)/(2\pi r_n)$, τ_{ei} — характерное время электрон-ионных столкновений. Причина несоответствия в том, что характерной частотой движения электронов в «узком» ЭП является не циклотронная, а бетатронная частота $\omega_\beta = (\omega_c \beta c/r_n)^{1/2}$ [6] и в данном случае $\omega_c \ll \omega_\beta$.

Получим оценку верхней границы ОП по току из условия, что поперечный разброс частиц Δr вследствие многократного рассеяния на характерной длине l_x должен превышать r_n . В качестве l_x выберем длину, на которой радиус ЭП уменьшается под действием СМП в два раза, $l_x = (\pi/4)(\beta c/\omega_\beta)$ [7]. Получим

$$\Delta r = \left(\frac{l_x^3 d \langle \theta^2 \rangle}{3dl} \right)^{1/2} \geq r_n, \quad (1)$$

где $d \langle \theta^2 \rangle / dl$ характеризует скорость роста среднеквадратичного угла многократного рассеяния.

Можно переписать (1) в виде

$$\omega_\beta \tau_E \leq \frac{1}{6} \left(\frac{\pi}{4} \right)^3 \approx 0.1, \quad (2)$$

где $\tau_E = (\omega_\beta r_n)^2 / (2\beta c^3 d \langle \theta^2 \rangle / dl)$ — характерное время роста поперечной энергии вследствие многократного рассеяния [8].

Неравенство (2) качественно дает ту же зависимость, что и предложенное в [6] условие самофокусировки $\omega_\beta \tau_E \geq 1$, но последнее, как и следовало ожидать, определяет более высокий порог тока. Используя $d \langle \theta^2 \rangle / dl = (42/5\gamma)^2 / z_r [8]$, где z_r — радиационная единица длины, (2) можно преобразовать к виду

$$I_n^{rp}(1-f_m) \leq 10 I_A r_n^2 / z_r^2 \gamma^{-2} l_x^{-1} \beta^{-4}, \quad (3)$$

где $I_A = 17\beta\gamma$ кА — альфвеновский ток.

В частности, для параметров ЭП на рис. 1 $I_n^{rp}(1-f_m) \approx 3$ кА, что согласуется с результатами численного моделирования.

Легко видеть, что при выводе (1) предполагалось $R > l_x = (\pi/4)(\beta c/\omega_\beta) \approx r_n (I_A/2I)^{1/2}$. Это неравенство определяет пределы ОП для «широких» ЭП с малым γ

$$I_n^{rp}(1-f_m) \leq 0.5 I_A \left(\frac{r_n}{R} \right)^2. \quad (4)$$

Условие (4) отличается от соответствующего условия ОП $r_n \geq r_L$ (r_L — ларморовский радиус) или, что то же самое $I_n^{rp}(1-f_m) < I_A/2$, предложенного в [1], фактором $(r_n/R)^2$. Тем самым оно связывается с параметрами вещества и согласуется с тем фактом, что в плотных поглотителях ОП нарушается при более низких токах [1].

Укажем на еще одно ограничение при выводе (1): оно определяет границы ОП по отношению к расчету до глубин $z \leq l_x$. Поскольку с ростом l_x угол отклонения в СМП растет $\sim l_x$, а угол многократного рассеяния растет значительно медленнее ($\sim l_x^{-1/2}$), то с ростом z возможны отклонения и при меньших токах, что и наблюдалось в расчете (см. рисунок).

Таким образом, граница допустимости ОП по току, обусловленная влиянием СМП ЭП, определяется величиной $I_n^{rp}(1-f_m) = \max(I_n^{rp1}, I_n^{rp2})$: в области «узких» ЭП ($r_n/R \leq \leq 10(R/z_r)^{1/2} \gamma^{-1} \beta^{-3}$) лимитирует условие (3), в области «широких» — (4). В ряде случаев глубинного проникновения отклонения от ОП могут наблюдаться и при меньших токах.

Список литературы

- [1] Бойко В. И., Евстигнеев В. В. Введение в физику взаимодействия сильноточных пучков заряженных частиц с веществом. М.: Энергоатомиздат, 1988. 136 с.
- [2] Рошаль А. С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979. 224 с.
- [3] Будник А. П., Свиридов П. Н. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 2506—2510.
- [4] Наузырбаев А. Е., Сорокин Г. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 131—137.
- [5] Аккерман А. Ф., Бушман А. В., Демидов Б. А. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 3. С. 852—860.

[6] Lee E. P. // Phys. Fluids. 1976. Vol. 19. N1 P. 60—69.

[7] Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980. С. 140.

[8] Росси Б. Частицы больших энергий. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.

Поступило в Редакцию
13 февраля 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 1, 1991

© 1991 г.

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ИОННО-АМОРФИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ В ПРОЦЕССЕ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА

Г. Д. Ивлев

Фазовые переходы в полупроводниках, вызываемые наносекундным воздействием лазерного излучения, исследуются чаще всего оптическим зондированием облучаемой поверхности на отражение [1]. Плавление кремния в этих условиях сопровождается примерно двукратным возрастанием отражательной способности R в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, время существования расплава обычно менее 1 мкс. В экспериментах [2, 3] с кремнием, аморфизированным полной имплантацией (α -Si), наблюдалась немонокотонность изменения отражения ($\lambda=0.63$ мкм) на стадии установления повышенной квазистационарной величины R , свойственной расплаву. Кратковременное понижение R на этой стадии после начального возрастания объяснялось, в частности, авторами [3] как следствие значительного нагрева поверхности жидкой фазы. Однако было показано [4, 5], что подобная немонокотонность возрастания связана с промежуточной жидкофазной кристаллизацией α -Si в процессе отжига. Возможность промежуточной кристаллизации позже подтверждена результатами численного моделирования [6] и дальнейшими экспериментами [7].

В данной работе представлены основные результаты наших исследований установленной особенности динамики лазерного отжига имплантированных слоев кремния.

Промежуточная кристаллизация обусловлена возникновением метастабильной жидкой фазы на начальной стадии отжига вследствие пониженной температуры T_{ma} плавления α -Si (слой α -Si толщиной ~ 0.1 мкм получали имплантацией ионов фосфора). Временные зависимости отражения на $\lambda=1.06$ мкм и данные пирометрии импульсного теплового излучения зеленой области спектра [8], полученные при воздействии на кремний одиночных наносекундных (70 нс) импульсов излучения рубинового лазера, позволили заключить, что величина T_{ma} ниже температуры плавления монокристалла (c -Si) на $\Delta T \approx 200$ К. Корректность пирометрических измерений подтверждается тем, что они согласуются [8] с данными численного моделирования динамики импульсного нагрева полупроводника. Полученные результаты также свидетельствуют о том, что в условиях наносекундного лазерного воздействия c -Si плавится при температуре, не отличающейся существенно от равновесной точки фазового перехода кристалл—расплав.

То обстоятельство, что ΔT не превышает ~ 200 К, оказывается важным при рассмотрении механизма промежуточной кристаллизации, приводящей к образованию на короткое время мелкозернистого поликремния (p -Si) со средним размером зерна 5—10 нм [9]. Поскольку она происходит за время $\sim 10^{-9}$ с, то зерна поликристалла должны образовываться со скоростью не менее 10^{26} см $^{-3}$.с $^{-1}$. Согласно расчетам [10], скорость гомогенного зародышеобразования приближается к этой величине только при глубоком (до 600 К) переохлаждении расплава. Исходя из этого обстоятельства, а также учитывая, что температура метастабильного расплава не падает ниже T_{ma} , ибо он существует в условиях продолжающегося воздействия лазерного излучения, предысторию формирования мелкозернистого p -Si нельзя объяснить на основе концепции гомогенного зародышеобразования. В результате мы пришли к заключению о гетерогенном происхождении такого p -Si, а именно о присутствии готовых кристаллических центров в α -Si, обусловленных его структурной неоднородностью, которые не распадаются при T_{ma} , имея размеры больше критических, которые составляют 2—3 нм. Оценки показывают [10], что, если темп нагрева метастабильного расплава превышает вели-