

РАСЧЕТ ОТКЛИКА ЭЛЕКТРОНОВ НА ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В *n*-Si

Рагуотис Р.

Методом Монте-Карло получено, что в *n*-Si при температуре решетки $T_0=77$ К инерционность дрейфовой скорости электронов проявляется уже на частоте изменения СВЧ электрического поля порядка 35 ГГц. С увеличением частоты от 35 до 134 ГГц магнитосопротивление существенно увеличивается.

Динамика разогрева носителей заряда в полупроводниках электрическим полем в отсутствие магнитного поля методом Монте-Карло исследовалась в ряде работ [1-3]. В настоящем сообщении приведены результаты исследования данным методом проявления инерционности дрейфовой скорости электронов в кремнии при воздействии на него греющим СВЧ электрическим полем и постоянным магнитным полем.

Метод Монте-Карло для расчета отклика электронов на периодическое электрическое поле был предложен в [1] и заключается в усреднении истории движения электронов по числу периодов поля. Однако при наличии магнитного поля алгоритм существенно усложняется. В [2] использована упрощенная процедура Монте-Карло для переменного электрического поля, которую можно применить и при наличии магнитного поля. При этом время свободного пробега τ не разыгрывается непосредственно, а история движения электрона разбивается на равные промежутки времени $\delta t \ll \tau$, чтобы выполнялось неравенство $|\lambda(\mathbf{k})\delta t|_{\max} \ll 1$, где $\lambda(\mathbf{k})$ — скорость рассеяния электрона с импульсом \mathbf{k} , и после каждого δt разыгрывается механизм рассеяния (включая и саморассеяние). Такую процедуру целесообразно использовать на больших частотах, когда период изменения поля $T \leq \tau$. В противном же случае, когда $\tau < T$, можно применить следующий вариант, который был использован в настоящей работе.

Период электрического поля разбивался на n равных промежутков времени $\Delta t = T/n$ (в нашем случае принималось $n=40$). В каждый момент времени $t_i = i\Delta t$ СВЧ поле аппроксимировалось ступенькой $E_i = E_1 \sin(2\pi f t)$. Поскольку вероятность испытать столкновение электрону не зависит от момента начала наблюдения, после записи состояния электрона в момент времени t_i время свободного пробега разыгрывалось в начале каждой ступеньки уже для следующего значения поля E_{i+1} . Окончательный результат, как и в [1], для равноотстоящих фаз усреднялся по числу периодов. Этот метод удобен, когда $\Delta t \sim \tau$, т. е. когда начинает проявляться инерционность отклика. Согласно расчетам, в высокоомном *n*-Si при температуре решетки $T_0=77$ К и $E_1 \sim 1$ кВ/см $\tau \sim 1-2$ пс. На частоте $f=35$ ГГц $\Delta t = T/40 \approx 0.07$ пс, т. е. сравнимо с τ .

В вычислениях использовалась модель электрон-фононного взаимодействия *n*-Si, разработанная в [4], которая принимает в расчет два фонона *g*-типа и один *f*-типа с характеристическими температурами 140, 720, 540 К и константами связи 0.9, 6, $3.7 \cdot 10^8$ эВ/см соответственно. Учитывалось также рассеяние импульса электронов на деформационном потенциале акустических фононов. Остальные параметры *n*-Si были близки к принятым в [5]. Расчеты проводились для анизотропных и параболических долин зоны проводимости, вытянутых

вдоль осей типа $\langle 100 \rangle$. Электрическое поле прилагалось вдоль направления $\langle 111 \rangle$, а магнитное — перпендикулярно электрическому по оси типа $\langle 110 \rangle$. Вычисления были выполнены для однородного и бесконечного полупроводника, т. е. поле Холла в расчет не принималось.

На рис. 1, а представлены результаты расчета отношения усредненной по периоду СВЧ поля $E = E_0 + E_1 \sin(2\pi ft)$ подвижности электронов $\langle \mu(E_1) \rangle$ к подвижности в слабом поле смещения μ_0 ($E_0 = 50$ В/см) в отсутствие магнитного поля. На рис. 1, б отложены экспериментальные результаты работы [6], $f = 10$ ГГц. На нулевой частоте расчет сравнительно хорошо совпадает с экспериментом. Это свидетельствует о том, что на данной частоте дрейфовая скорость еще безынерционно следует за полем. То, что рассчитанные значения $\langle \mu(E_1) \rangle / \mu_0$ в области полей до 1 кВ/см лежат несколько выше экспериментальных, может

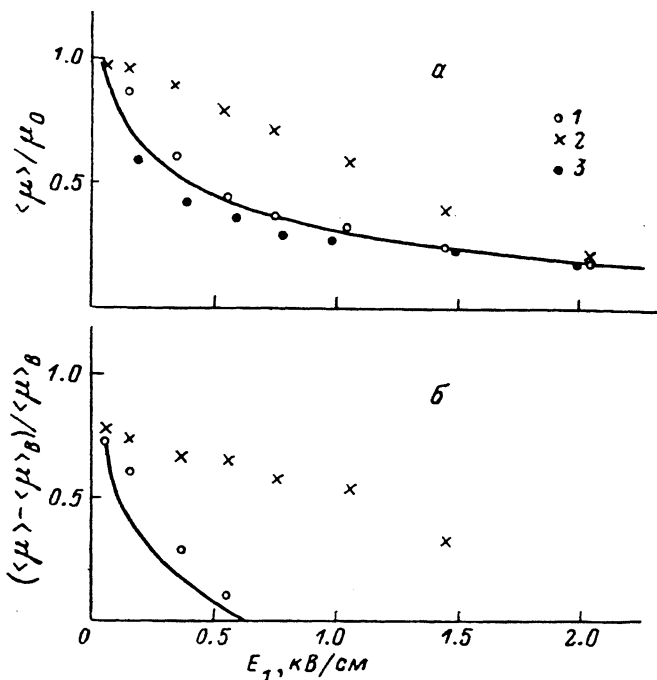


Рис. 1.

а — отношение усредненной по периоду электрического поля $E = E_0 + E_1 \sin(2\pi ft)$ подвижности электронов $\langle \mu \rangle$ к подвижности в поле $E_0 = 50$ В/см, $B = 0$. б — относительное изменение усредненной подвижности в магнитном поле $B = 0.5$ Т. f , ГГц: сплошные кривые — 0, 1 — 35, 2 — 134, 3 — эксперимент при $f = 10$ ГГц [6].

быть связано с тем, что, с одной стороны, подвижность в поле $E_0 = 50$ В/см меньше омической, с другой стороны, в расчетах не было учтено рассеяние энергии электронов на акустических фоновых. Как было получено в [7], в области слаботореющих полей учет рассеяния энергии на этих фоновых приводит к увеличению значений скорости по сравнению со случаем, когда импульс рассеивается изотропно и без потерь энергии. Инерционность дрейфовой скорости $v(t)$ на частоте 35 ГГц проявляется на зависимости $\langle \mu(E_1) \rangle$ до $E_1 \approx 500$ В/см, а при $f = 134$ ГГц — до $E_1 \approx 2$ кВ/см.

На рис. 1, б показаны результаты вычисления относительного изменения средней по периоду поля подвижности электронов при приложении внешнего магнитного поля $B = 0.5$ Т. Видно, что уже при $f = 35$ ГГц магнитосопротивление ощутимо превышает стационарные значения и существенно возрастает при $f = 134$ ГГц.

На рис. 2 представлена динамика $v(t)$ в условиях периодически меняющегося поля $E = E_1 \sin(2\pi ft)$ в отсутствие магнитного поля (рис. 2, а, в) и в магнитном поле (рис. 2, б, г). Из данных результатов следует, что уже при $f = 35$ ГГц зависимость $v(E(t))$ носит инерционный характер. При $E_1 = 10$ кВ/см кривая $v(E(t))$ имеет выраженную петлю гистерезиса, что, по-видимому, обусловлено

быстрым изменением $E(t)$, приводящим к выбросу v [2, 3]. В магнитном поле инерционность $v(t)$ проявляется в меньшей степени. С увеличением B , когда циклотронная частота в несколько раз превышает частоту изменения электрического поля (рис. 2, б) ($E_1=1$ и 10 кВ/см), $v(t)$ уже не отстает, а опережает по фазе поле $E(t)$. На частоте 134 ГГц при тех же условиях $v(t)$ еще в значительной степени отстает по фазе от электрического поля.

Представляет интерес вопрос: с чем связан нелинейный отклик в магнитном поле. Проследим, как меняются заселенность долин, энергия электронов в долинах, их дрейфовая скорость в поле $E=E_0+E_1 \sin(2\pi ft)$ ($E_0=50$ В/см) при увеличении E_1 от 100 до 500 В/см и изменении частоты от 35 до 134 ГГц. Магнитное поле $B=0.5$ Т.

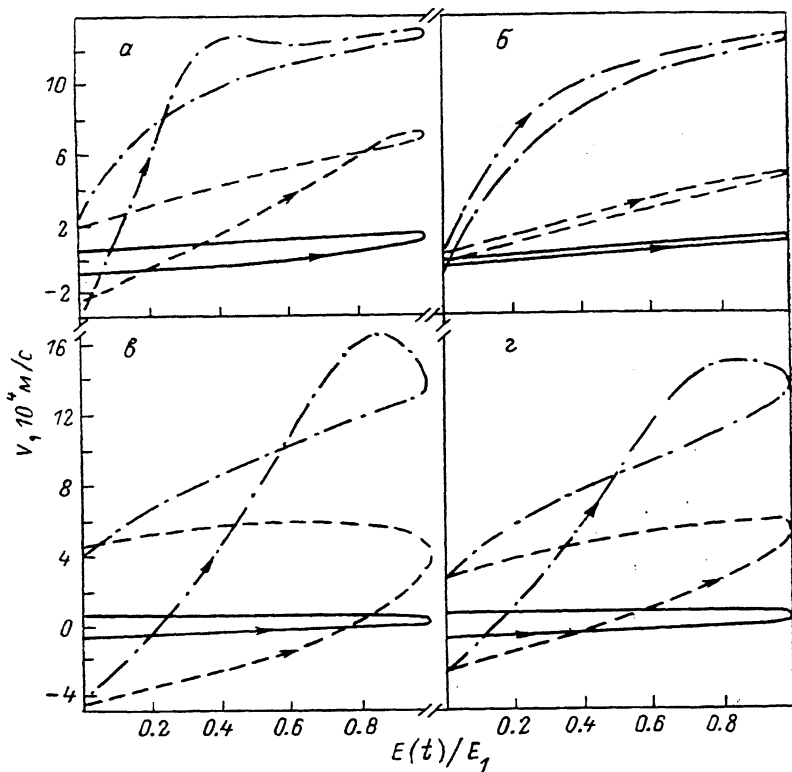


Рис. 2. Дрейфовая скорость электронов в течение полуцикла СВЧ поля $E=E_1 \sin(2\pi ft)$, f , ГГц: а, б — 35 , в, г — 134 . В, Т: а, в) 0.5 ; б, г) сплошные кривые — 0.5 , штриховые — 1 , штрихпунктирные — 2 .

Расчеты показали, что при $E_1=100$ В/см числа электронов и их энергии в долинах незначительно различаются как при $f=35$, так и при $f=134$ ГГц. С увеличением разогрева ($E_1=300$ В/см) некоторое число электронов (в среднем порядка 15%) уходит из более разогретых долин в более холодные, энергии электронов в долинах при этом различаются в среднем на 5% . Так, например, на частоте 35 ГГц число электронов в четырех эквивалентных долинах и их энергии равны соответственно ~ 0.35 и ~ 0.0157 эВ, в двух более холодных долинах — ~ 0.3 и 0.0164 эВ соответственно. При $E_1=500$ В/см различие в перераспределении электронов и их средних значений вновь уменьшается. Отметим, что и мгновенные значения средних энергий электронов отклоняются от их средних по периоду изменения электрического поля в приведенном диапазоне полей и частот не более $\approx 15\%$. Относительное осциллирование чисел заполнения при этом не превышает 1% . В то же время при возрастании f от 35 до 134 ГГц из-за уменьшения числа актов рассеяния в течение периода изменения поля инерционность дрейфовой скорости электронов резко возрастает, воз-

растает и ее постоянная составляющая, что и приводит к сильному увеличению магнитосопротивления.

Таким образом, получено, что в n -Si при температуре решетки 77 К инерционность дрейфовой скорости электронов проявляется уже на частоте изменения СВЧ электрического поля порядка $f=35$ ГГц. С увеличением частоты до 134 ГГц магнитосопротивление электронов существенно возрастает.

Список литературы

- [1] Lebwahl P. A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1744—1752.
- [2] Zimmerman J., Leroy Y., Constant E. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 6. P. 3378—3383.
- [3] Nougier J. P. et al. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 2. P. 825—832.
- [4] Гинялас Ш. И. // Автореф. канд. дис. Вильнюс, 1984.
- [5] Денис В., Канцлерис Ж., Маргунас Э. // Теплые электроны. Вильнюс, 1983. С. 144.
- [6] Ашмонтас С. П., Пожела Ю. К., Субачюс Л. Е. // Лит. физ. сб. 1978. Т. 18. № 1. С. 18—21.
- [7] Рагуотис Р. А., Таурас В. К., Репшас К. К. // Лит. физ. сб. 1988. Т. 28. № 1. С. 21—26.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 29.09.1988
Принята к печати 5.04.1989