Соотношения (5)—(9) справедливы для всего класса узкозонных полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ p-типа, для которых выполняются условия $\mu_n/\mu_p \gg 1$ и $N_D/N_A \ll 1$.

Таким образом, в данном сообщении разработан метод, позволяющий определять как значения n, μ_n, так и величину $x\,(n_i)$, характеризующую состав соединения $A^{II}B^{VI}$ p-типа, по значениям $R_H\,(B)$ и $\sigma\,(B)$ для двух фиксированных величин слабого магнитного поля $B \sim 1$ кГс.

Авторы признательны А. В. Васильеву и Л. С. Смирнову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Faurie J. P., Reno J., Sivananthan S., Sou I. K., Chu X., Boukerche M., Wijewarnasuriya R. S. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A4. N 4. P. 2067—2071.
[2] Георгобиани А. Н., Шейнкман М. К. Физика соединений $A^{II}B^{VI}$. М., 1986. 320 с.
[3] Gold M. C., Nelson D. A. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A4. N 4. P. 2040—2046.
[4] Lacklison D. E., Capper P. // Semicond. Sci. Techn. 1987. V. 2. N 3. P. 136—144.
[5] Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., 1971. 470 с.
[6] Цидильковский И. М. Бесщелевые полупроводники — новый класс веществ. М., 1986. 240 с.
[7] Finkman E., Shachman S. E. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 10. P. 2896—2900.
[8] Hansen G. L., Schmit J. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 3. P. 1639—1640.
[9] Summers C. J., Darling B., Martin B. G. // Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2457—2466.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получено 11.10.1990
Принято к печати 7.02.1991

ФТП, том 25, вып. 6, 1991

ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ЗАТВОРОМ МДП СТРУКТУРЫ

Бойко И. И., Шик А. Я.

В теоретических работах, посвященных эффектам разогрева в двумерном газе (2МЭГ), обычно считается, что релаксация энергии осуществляется, как и в массивных образцах, за счет фононов. Однако в 2МЭГ, созданном в инверсионном канале МДП структур, существует еще один возможный механизм энергетических потерь. Он связан с передачей энергии электронам металлического затвора за счет кулоновского взаимодействия через диэлектрик [1, 2]. Далее строится теория такого механизма энергетической релаксации в вырожденном 2МЭГ.

В своих вычислениях мы будем исходить из общих формул для рассеяния 2МЭГ на полуограниченной трехмерной электронной системе, полученных в [3, 4]. Если полную диэлектрическую проницаемость системы записывать в виде

$$\varepsilon(\omega,\ \mathbf{q}) = \varepsilon_s(\omega,\ \mathbf{q}) + \Delta\varepsilon_2(\omega,\ \mathbf{q}), \tag{1}$$

где первый член описывает вклад всей системы, окружающей 2МЭГ, а второй — добавку за счет самого 2МЭГ, то скорость энергетических потерь будет определяться выражением

$$Q = \frac{\hbar}{(2\pi)^3 n_2} \int \omega d\omega \int d^2\mathbf{q}\ \frac{\operatorname{Im} \varepsilon_s(\omega,\ \mathbf{q}) \operatorname{Im} \Delta\varepsilon_2(\omega,\ \mathbf{q})}{|\varepsilon(\omega,\ \mathbf{q})|^2} \left[\operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T_e}\right) - \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right)\right] \tag{2}$$

(n_2 — поверхностная концентрация 2МЭГ). При выводе (2) предполагалось, что 2МЭГ и трехмерные электроны затвора характеризуются фермиевскими функциями распределения соответственно с эффективной температурой T_e и с температурой решетки T ($T_e > T$).

Общее выражение для $\Delta\varepsilon_2$ вырожденного 2МЭГ в литературе известно (см., например, [5]). Поскольку в рассматриваемой задаче передача энергии $\hbar\omega \leqslant T_e$ (см. далее), в вырожденном 2МЭГ всегда реализуется предел $\hbar\omega \ll \frac{(\hbar k_F)^2}{2m}$ (k_F — фермиевский импульс 2МЭГ), для которого

$$\Delta\varepsilon_2(\omega, \mathbf{q}) \cong \frac{2me^2}{\hbar^2 q}\left\{1 + i\frac{m}{\hbar q^2}\left[\sqrt{\left(\frac{\hbar k_F}{m}\right)^2 - \left(\omega - \frac{\hbar q^2}{2m}\right)^2} - \sqrt{\left(\frac{\hbar k_F}{m}\right)^2 - \left(\omega + \frac{\hbar q^2}{2m}\right)^2}\right]\right\}. \tag{3}$$

Вид $\varepsilon_s(\omega, \mathbf{q})$ определяется геометрией системы. Если речь идет об МДП структуре, в которой диэлектрик имеет толщину d и диэлектрическую проницаемость ε_d, а полупроводник проницаемость ε, то, как показано в [3],

$$\varepsilon_s(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\varepsilon_d}{2}\,\frac{\beta(\omega, \mathbf{q})\,\mathrm{th}(qd) + 1}{\beta(\omega, \mathbf{q}) + \mathrm{th}(qd)}. \tag{4}$$

Здесь $\beta(\omega, \mathbf{q})$ характеризует материал затвора, который всегда имеет толщину, много большую длины экранирования, и потому может считаться полубесконечным и описываться диэлектрической функцией массивного металла $\varepsilon_3(\omega, \mathbf{k})$. При этом

$$\beta(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_L \frac{q}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dk_z}{(q^2 + k_z^2)\,\varepsilon_3\left(\omega, \sqrt{q^2 + k_z^2}\right)} \tag{5}$$

(ε_L — решеточная диэлектрическая проницаемость в материале затвора).

Формулы для $\varepsilon_3(\omega, \mathbf{k})$ можно найти, например, в [6]. В них входит, в частности, параметр $\omega/v_{3F}k$, где v_{3F} — фермиевская скорость трехмерных электронов затвора. Если материал затвора — хороший металл (а не, скажем, поликремний), то v_{3F} существенно превосходит фермиевскую скорость 2МЭГ $\hbar k_F/m$, так как, согласно (3), $\mathrm{Im}\,\Delta\varepsilon_2$, а следовательно, и подынтегральное выражение в (2) отлично от нуля лишь при $\hbar k_F q > m\omega$, то $\omega \ll k v_{3F}$, т. е. для электронов затвора реализуется предел малых ω. В данном пределе

$$\varepsilon_3(\omega, \mathbf{k}) \cong \varepsilon_L\left[1 + \frac{\varkappa^2}{k^2}\left(1 + i\frac{\pi}{2}\frac{\omega}{k v_{3F}}\right)\right] \tag{6}$$

$\left(\varkappa = \frac{\sqrt{3}\,\Omega}{v_{3F}}\right.$ — обратная длина экранирования, Ω — плазменная частота$\left.\right)$. При этом для $\varkappa \gg q$

$$\beta(\omega, \mathbf{q}) = \frac{q}{\varkappa}\left[1 - i\frac{\omega}{v_{3F}\varkappa}\ln\left(\frac{\varkappa}{q}\right)\right]. \tag{7}$$

Выражения (3)—(7), будучи подставлены в (2), позволяют, в принципе, вычислить интересующую нас скорость энергетических потерь. Однако для получения результатов в аналитическом виде необходимы дальнейшие упрощения. Для их получения заметим, что типичное значение длины экранирования в металле составляет единицы ангстрем, величина эффективного боровского радиуса в полупроводнике $a_B = \varepsilon\hbar^2/me^2$ — десятки ангстрем, в то время как типичная толщина диэлектрика в МДП структуре имеет порядок 1000 Å. Кроме того, далее будет показано, что характерные значения переданного импульса q, определяющие скорость потерь Q, имеют порядок d^{-1}. В результате для большинства реальных структур

$$q \sim d^{-1} \ll a_B^{-1} \ll \varkappa. \tag{8}$$

Данные неравенства оправдывают законность предположения $q \ll \varkappa$, сделанного при выводе формулы (7). Кроме того, из них следует, что $|\beta| \sim q/\varkappa \ll \operatorname{th}(qd) < 1$, в результате чего из (4) и (7) получаем

$$\operatorname{Re}\varepsilon_s \cong \frac{1}{2}(\varepsilon + \varepsilon_d \operatorname{cth}(qd)) \ll \operatorname{Re}\Delta\varepsilon_2 = \frac{2\varepsilon}{a_B q}; \qquad \operatorname{Im}\varepsilon_s \cong \frac{\varepsilon_d}{2v_{3F}\varkappa^2} q\omega \ln\left(\frac{\varkappa}{q}\right)\operatorname{sh}^{-2}(qd). \tag{9}$$

С учетом всего сказанного выражение (2) принимает вид

$$Q = \frac{\hbar^2\varepsilon_d}{8\pi^2 e^2 n_2 v_{3F}\varkappa^2}\int\limits_0^\infty d\omega\omega^3\left[\operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T_e}\right) - \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right)\right]\times$$
$$\times\int\frac{dqq^2}{\sqrt{k_F^2 - \left(\frac{m\omega}{\hbar q} + \frac{q}{2}\right)^2}}\frac{\ln(\varkappa/q)}{\operatorname{sh}^2(qd)}\Theta\left(k_F - \frac{m\omega}{\hbar q} - 0.5q\right) \tag{10}$$

$[\Theta(x)$ — единичная функция]. Анализируя данное выражение, видим, что, как уже говорилось выше, максимальная передача импульса в акте взаимодействия с электронами затвора определяется толщиной диэлектрика: $q \sim d^{-1}$. Что касается передачи энергии, то она может быть различной в зависимости от соотношений между параметрами задачи. Следует рассматривать два различных предельных случая.

а) $\hbar^2 k_F/mTd \ll 1$. Здесь передача энергии $\hbar\omega \sim \hbar^2 k_F/md$, т. е. определяется максимально возможным изменением энергии электрона с поверхности Ферми при изменении его импульса на $\hbar/d$. Поскольку $\hbar\omega \ll T$, разность гиперболических котангенсов может быть заменена на $2(T_e - T)/\hbar\omega$. При этом получаем

$$Q = \frac{5}{4\pi}\zeta(5)\frac{\hbar^4\varepsilon_d}{m^3 e^2 v_{3F}\varkappa^2 d^6}\ln(\varkappa d)(T_e - T). \tag{11}$$

б) $\hbar^2 k_F/mT_e d \gg 1$. Здесь максимальная передача энергии определяется тепловым размытием фермиевской ступеньки. В рассматриваемом случае нижний предел интегрирования по q можно с хорошей точностью считать нулем. В результате имеем

$$Q = \frac{\pi^{7/2}}{360\sqrt{2}}\frac{\varepsilon_d}{\hbar^2 e^2 n_2^{3/2} v_{3F}\varkappa^2 d^3}\ln(\varkappa d)(T_e^4 - T^4). \tag{12}$$

Комментируя полученные выше результаты, следует упомянуть также недавнюю работу [7], где в рамках несколько иного подхода рассматривалась сходная задача о релаксации импульса и энергии 2МЭГ на электронах затвора. Авторы ограничивались условием слабой неравновесности. Если скорость энергетических потерь, вычисленную ими в расчете на один электрон затвора, пересчитать на один электрон 2МЭГ, то получатся результаты, согласующиеся с (11) и с линеаризованным по малой величине $T_e - T$ выражением (12).

Сравним рассмотренный нами механизм релаксации энергии 2МЭГ со стандартным фононным механизмом. Последовательная теория последнего для деформационного взаимодействия с акустическими фононами построена в работах [8, 9]. С точки зрения качественного поведения наибольший интерес представляет зависимость скорости потерь Q от температуры электронов T_e и решетки T, а также от концентрации 2МЭГ n_2. Согласно [8, 9], при сравнительно высоких температурах $Q_{\text{фон}} \sim n_2^{-1}(T_e - T)$, а в пределе низких температур и высоких концентраций 2МЭГ $Q_{\text{фон}} \sim n_2^{-3/2}(T_e^5 - T^5)$.

Видно, что рассмотренный кулоновский механизм релаксации в высокотемпературной области отличается иной зависимостью (вернее, независимостью) от n_2, а в области низких температур отличается от фононного механизма иной зависимостью от T_e, т. е. иной степенью нелинейности разогрева. В силу последнего обстоятельства обязательно должна существовать область достаточно низких температур и не слишком сильных разогревов, где кулоновский механизм доминирует.

Оценки показывают, что для наиболее часто используемых в электронике кремниевых МДП структур с металлическими затворами и $d \cong 1000$ Å почти всегда (за исключением предельно низких температур) доминирует фононный механизм энергетической релаксации. Однако благодаря очень сильной зависимости от d в формулах (11), (12), уменьшение толщины диэлектрика существенно увеличивает возможности наблюдения кулоновской релаксации. Другим способом усиления эффекта является уменьшение концентрации носителей в затворе n_3. При этом возрастает длина экранирования $\varkappa^{-1}$ и уменьшается фермиевская скорость v_{3F}, что, согласно (11), (12), приводит к увеличению Q. Поэтому рассматриваемый нами эффект целесообразно наблюдать в МДП структурах не с металлическим, а с поликремниевым затвором или же в полевых транзисторах на основе гетероструктур (т. е. HEMT), где роль затвора играет легированный слой широкозонного материала.

Вопрос о зависимости скорости энергетических потерь от n_3 требует дополнительного обсуждения. Очевидно, что увеличивать Q путем уменьшения n_3 можно не беспредельно (при $n_3 \to 0$ релаксация отсутствует), и должно существовать некоторое оптимальное значение $n_3^{\rm opt}$, при котором рассматриваемый механизм энергетических потерь наиболее эффективен. Для нахождения $n_3^{\rm opt}$ следует отказаться от упрощающих предположений, которые мы делали при выводе ε_s. Таких предположений два: $v_{3F} \gg \hbar k_F/m$ и ограничение снизу на толщину диэлектрика (8). Отказ от первого приведет к необходимости учета в $\operatorname{Im} \varepsilon_3$ [см. (6)] фактора $\Theta(kv_{3F} - \omega)$,[1] что усложняет расчет β. Тем не менее в [3] были получены интерполяционные формулы для β, асимптотически точные в различных предельных случаях. Мы ограничимся низкотемпературным пределом *б*), когда изучаемый нами механизм энергетических потерь наиболее существен. Это означает, что соответствующие диэлектрические проницаемости следует рассматривать в пределе малых ω. При этом

$$\beta(\omega, \mathbf{q}) \cong \frac{q}{q+\varkappa}\left\{1 - i\frac{\omega\varkappa^2}{v_{3F}(q+\varkappa)^3}[1 + \ln(1 + \varkappa/q)]\right\}. \tag{13}$$

Подстановка данного выражения в (4) и (2) дает при $d \gg a_B$, $\varkappa^{-1}$ для Q выражение (12), а при d, меньшей какой-нибудь из двух характерных длин a_B и $\varkappa^{-1}$,

$$Q \sim \frac{\varepsilon_d \min\{a_B^{-1};\ x\}}{e^2\hbar^2 n_2^{3/2} v_{3F}}(T_e^4 - T^4) \tag{14}$$

[численный множитель в формуле не удается определить ввиду приближенного характера (13)]. Таким образом, оптимальный уровень легирования электронного слоя, на котором идет релаксация (мы намеренно избегаем слова «затвор», поскольку структура с малым n_3 уже не является в строгом смысле МДП транзистором), определяется из условия $\varkappa a_B \approx 1$, т. е. равенства длин экранирования в двумерном и трехмерном электронном газе.

Список литературы

[1] Price P. J. // Physica. 1983. V. 117B-118B. P. 750.
[2] Jacoboni C., Price P. J. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. P. 649.
[3] Бойко И. И., Сиренко Ю. Н. // Препринт ИП АН УССР. Киев, 1988. № 2-88.
[4] Boiko I. I., Sirenko Yu. M. // Phys. St. Sol.(b). 1990. V. 159. P. 805.
[5] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
[6] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979.
[7] Laikhtman B., Solomon P. M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 9921.
[8] Карпус В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 12.
[9] Xie Y. H., People R., Bean J. C., Wecht K. W. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 283.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 19.02.1991
Принято к печати 21.02.1991

[1] Re ε_3 при этом также несколько модифицируется по сравнению с (6) (см. [3]), но это качественно не изменит результатов.