

Однако формула (5) может вызвать сомнение, так как в ней опущен множитель, который, возможно, сам экспоненциально зависит от T_0 и T_e . Чтобы избежать этих сомнений, проведем интегрирование полностью. Оказывается, это можно сделать точно, если воспользоваться свойствами δ -функции, единичной функции и интегралами типа (3.383.1) из книги [5]. Ответ выражается через вырожденную гипергеометрическую функцию и в асимптотике $T_e \gg T_0$ может быть представлен в виде

$$W(\epsilon_k) \approx \frac{\pi |\lambda|^2 (\epsilon_{cv} - E_g + \epsilon_k)^2}{\hbar T_e^{3/2} (T_e - T_0)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{\epsilon_{cv} - E_g}{T_e} \right\} \exp \left\{ -\frac{\epsilon_k}{T_e} \right\}. \quad (6)$$

Первая экспонента в формуле (6), как и в случае работы [1], показывает, что процесс сублимации связан с возникновением эффекта изменения пороговых условий, который делает сублимацию «холодной». Вторая экспонента подтверждает результат (5), показывая, что распределение продуктов сублимации в сильно неравновесном состоянии действительно определяется температурой T_e электронного газа, т. е. температурой наиболее разогретой подсистемы кристалла.

Стимулирующее влияние безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных пар должно проявляться и в процессе нетепловой десорбции примесей с поверхности кристалла, электронная подсистема которого возбуждена светом или электронным пучком. При этом распределение продуктов десорбции также будет определяться температурой T_e .

Этот же эффект, а именно замена температуры кристаллической решетки T_0 на температуру более разогретой подсистемы T_e , будет возникать во всех термоактивационных процессах. В частности, эффект приведет к увеличению скорости нетепловой диффузии, рассмотренной в работе [4].

Полученные результаты показывают, что наблюдение высокотемпературных распределений продуктов испарения и десорбции в условиях лазерного отжига полупроводников может быть вызвано не разогревом приповерхностного слоя образца выше точки плавления или кипения, а нагревом только электронной подсистемы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Стрекалов В. Н. Неравновесное испарение, вызванное безызлучательной рекомбинацией электрон-дырочных пар вблизи поверхности кристалла. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1939—1943.
- [2] Лазнева Э. Ф., Федоров И. Н. Исследование испарения и десорбции с поверхности никеля при лазерном воздействии. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 7, с. 393—397.
- [3] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика. — УФН, 1985, т. 147, в. 4, с. 675—745.
- [4] Стрекалов В. Н. Диффузия в условиях лазерного отжига полупроводников. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 361—363.
- [5] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1962. 1100 с.

Московский станкоинструментальный институт

Получено 10.11.1986
Принято к печати 16.06.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

МАГНИТОТРАНСПОРТ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs/AlGaAs

Толстихин В. И.

Недавно в работе [1] были экспериментально обнаружены отрицательная дифференциальная проводимость S -типа и обусловленные ею высокочастотные эффекты в классических изотипных многослойных гетероструктурах (МСГС)

GaAs/AlGaAs. Теория S -образной ВАХ при поперечном транспорте электронов в таких структурах, представляющих собой чередование плоских слоев узкозонного (GaAs) и широкозонного (AlGaAs) полупроводников n -типа, развивалась в работах [2] и [3] соответственно для случаев термоэмиссионного и дрейфового механизмов переноса через широкозонные слои. В последнем случае на ВАХ МСГС с горячими электронами естественным образом возникает еще и N -образный участок, обусловленный перезаселением долин, и мы получаем сложную неоднозначную ВАХ с технологически управляемыми параметрами. Цель настоящего сообщения заключается в том, чтобы обратить внимание на возможность управления неоднозначными ВАХ МСГС внешним магнитным полем (аналогично тому, как это делается в однородных массивных образцах [4]) при неизменных технологических параметрах самой структуры.

Рассмотрим, как и в работе [3], периодическую однородно легированную МСГС GaAs/AlGaAs с проводимостью n -типа, для которой единственным различием между слоями GaAs и AlGaAs состоит в разных ширинах запрещенных зон. Полагая это различие не слишком большим, а уровень легирования не слишком малым, будем считать, что концентрации носителей в слоях достаточны для локальной максвеллизации электронного газа, а толщины слоев меньше характерных длин остывания и экранирования в них. Соответствующие численные критерии приведены в [3] и сводятся к тому, что сформулированные выше допущения оказываются справедливыми для комнатной температуры, если при толщине слоев ~ 0.03 мкм и уровне легирования $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$ мольная доля Al не превышает 20 %. Тогда эффективная температура электронов T примерно постоянна по кристаллу, а их перенос обусловлен главным образом дрейфом. Отличие T от решеточной температуры T_L , связанное с джоулевым разогревом, определяется условием баланса энергии на периоде структуры

$$\langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \rangle = \langle P \rangle. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{J} , \mathbf{E} и P — локальные значения стационарных плотности тока, электрического поля и мощности, рассеиваемой в решетку единицей объема электронного газа; угловые скобки означают усреднение по периоду МСГС. В дрейфовом приближении величины \mathbf{J} и \mathbf{E} во внешнем магнитном поле \mathbf{H} связаны уравнением

$$\mathbf{J} + \left[\mathbf{J} \times \frac{c\mathbf{H}}{enc} \right] = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2)$$

в котором ε — проводимость единицы объема, зависящая от эффективной температуры, c — скорость света, e и n — заряд и концентрация электронов.

Для получения макроскопической ВАХ кристалла с мелкомасштабной неоднородностью проведем усреднение уравнения (2) по периоду. Введем для этого единичные векторы: $\boldsymbol{\eta}$ — нормаль к плоскостям контактов, $\boldsymbol{\nu}$ — нормаль к плоскостям гетерограниц, а также введем угол φ между ними, который будем считать произвольным. Магнитное поле направим по бинормали к векторам $\boldsymbol{\eta}$, $\boldsymbol{\nu}$ и будем характеризовать углом $\vartheta_H = \text{arctg}(\mu H/c)$, где $\mu(T)$ — зависящая только от эффективной температуры и постоянная по кристаллу подвижность электронов. Введем, наконец, угол ϑ между векторами плотности тока $\langle \mathbf{J} \rangle$ и поля $\langle \mathbf{E} \rangle$, усредненными по кристаллу,

$$\text{tg } \vartheta = \frac{|\langle \mathbf{E} \rangle \times \langle \mathbf{J} \rangle|}{\langle \mathbf{E} \rangle \cdot \langle \mathbf{J} \rangle}. \quad (3)$$

Задача нахождения ВАХ сводится теперь к определению связи между величинами $\langle E_x \rangle$ и $\langle J_x \rangle$ при различных значениях углов φ и ϑ_H . Эта задача имеет, как известно, различные постановки в зависимости от соотношения между линейными размерами контактов и расстоянием между ними. В наиболее естественной с экспериментальной точки зрения ситуации, когда размер контактов много больше, чем расстояние между ними, можно считать, что $|\langle \mathbf{E} \rangle \times \boldsymbol{\eta}| \approx 0$, т. е. среднее поле в направлении, параллельном плоскости контактов, отсутствует (схема включения с равным нулю холловским полем).

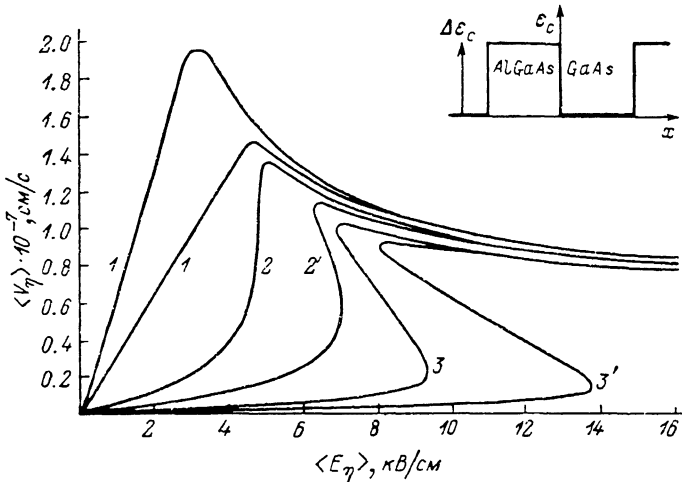
Тогда, используя следующие из условия стационарности непрерывность электронного тока и безвихревой характер электрического поля, для величин $\langle E_{\eta} \rangle$, $\langle J_{\eta} \rangle$ и ϑ из (1)—(3) получим

$$\langle E_{\eta} \rangle = \sqrt{\frac{P_0}{\epsilon_0} \frac{2}{1 + \langle u^{-1} \rangle^{-1} \cos 2\vartheta_H + (\langle u^{-1} \rangle^{-1} - 1) \cos 2\varphi}}, \quad (4)$$

$$\langle J_{\eta} \rangle = \cos \vartheta_H \cos \vartheta \sqrt{P_0 \epsilon_0 \frac{2}{\langle u^{-1} \rangle + \cos 2\vartheta_H + (\langle u^{-1} \rangle - 1) \cos [2(\varphi - \vartheta)]}}, \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{\sin 2\vartheta_H + (\langle u^{-1} \rangle^{-1} - 1) \sin 2\varphi}{\langle u^{-1} \rangle^{-1} + \cos 2\vartheta_H + (1 - \langle u^{-1} \rangle^{-1}) \cos 2\varphi}. \quad (6)$$

Здесь $u = n/n_0$ и учтено, что $\langle u \rangle = 1$; $\epsilon_0(T)$ и $P_0(T)$ — значения проводимости и мощности, рассеиваемой в решетку, для единицы объема однородного электронного газа с концентрацией $\langle n \rangle$ и той же эффективной температурой.



Вольтамперная характеристика многослойной гетероструктуры GaAs/AlGaAs для схемы включения с равным нулю холловским полем.

$\varphi=0$, $T_L=300$ К. $\Delta \epsilon_c$, эВ: 1, 1' — 0; 2, 2' — 0.1; 3, 3' — 0.15. H , кЭ: 1—3 — 0; 1'—3' — 50. В наставке — диаграмма зоны проводимости в отсутствие тока.

Эффекты влияния магнитного поля на неоднозначные ВАХ могут быть поняты непосредственно из соотношений (4)—(6). В схеме включения с равным нулю холловским полем рост H приводит к уменьшению плотности тока $\langle J_{\eta} \rangle$ и увеличению поля $\langle E_{\eta} \rangle$ (при неизменной эффективной температуре), причем этот эффект наиболее значителен тогда, когда холловская проводимость максимальна, т. е. для $\varphi=0$. В результате при увеличении магнитного поля N -образные участки на ВАХ должны сглаживаться, а S -образные, напротив, вытягиваться. Следует отметить, что эффект переключения ВАХ N -типа в ВАХ S -типа при закорачивании холловского поля в случае однородного полупроводника хорошо известен и наблюдался экспериментально в n -InSb при низких температурах [4]. Для такого переключения, однако, требуются классически сильные магнитные поля $H > c/\mu$, что с учетом уменьшения подвижности по мере разогрева дает при $T_L=300$ К $H > 10^6$ Э. В случае же рассматриваемых здесь МСГС S -образный участок на ВАХ, обусловленный многослойностью, существует и при $H=0$. Наличие магнитного поля лишь изменяет его параметры, причем для этого достаточно и поля $H \ll c/\mu$.

Принимая во внимание, что в рамках рассматриваемого здесь дрейфового приближения

$$\langle u^{-1} \rangle \approx \operatorname{ch}^2(\Delta \epsilon_c/2T),$$

где $\Delta\epsilon_c$ — разрыв зоны проводимости на гетерогранице, и, таким образом, все фигурирующие в (4)—(6) величины являются функциями эффективной температуры T , проведем расчет ВАХ в параметрической форме по методу, изложенному в [3] и учитывающему в однотемпературном приближении все основные процессы рассеяния в Γ - и L -долинах. Результаты представлены на рисунке в виде зависимости средней по структуре нормальной к плоскости контактов скорости $\langle V_n \rangle = \langle J_n \rangle / e \langle n \rangle$ от среднего нормального же электрического поля $\langle E_n \rangle$ для разных значений разрыва зон проводимости $\Delta\epsilon_c$ и напряженности магнитного поля H в случае равного нулю угла между плоскостями гетеропереходов и контактами. Видно, что наложение магнитного поля $H \sim 10^4$ — 10^5 Э приводит к увеличению напряжения срыва и уменьшению тока включения, т. е. к тому же эффекту, что и рост $\Delta\epsilon_c$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белянцев А. М., Игнатов А. А., Пискарев В. И., Синицын М. А., Шашкин В. И., Явич Б. С., Яковлев М. Л. Новые нелинейные высокочастотные эффекты и ОДП S -типа в многослойных гетероструктурах. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 7, с. 339—341.
- [2] Мезрин О. А., Трошков С. И. Теория S -образной ВАХ в многослойной изотипной n^+ — n -гетероструктуре. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1298—1301.
- [3] Толстихин В. И. Поперечный транспорт в многослойных гетероструктурах в условиях разогрева носителей. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2199—2204.
- [4] Богомолов В. Н., Шульман С. Г., Аронов А. Г., Пикус Г. Е. Получение падающей вольтамперной характеристики в полупроводниках в скрещенных электрическом и магнитном полях закорачиванием поперечного холловского поля. — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 5, в. 7, с. 212—214.

Получено 3.11.1986
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ СЛОЕВ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК С УЧЕТОМ ГИРОТРОПИИ

Бразис Р. С., Сафонова Л. С.

Недавно в классической периодической слоистой структуре была экспериментально обнаружена перестраиваемая магнитным полем полоса непропускания, обусловленная возбуждением объемных типов собственных колебаний [1]. Используя модель анизотропной однородной среды [2], обобщенную на гиротропные периодические среды, авторы [3] получили согласующиеся с экспериментом границы полосы непропускания. Однако вблизи частот собственных колебаний условие применимости модели может быть нарушено вследствие уменьшения длины волны в структуре. Целью настоящей работы является исследование спектра и типов электромагнитных волн, распространяющихся в периодической структуре полупроводник—диэлектрик, на основе более строгой модели, свободной от ограничений, присущих приближению сплошной среды.

Исследовалось распространение поперечно-магнитных волн $\{E, H\} = \{E_0(x), H_0(x)\} \exp[-i(k_{\perp}x + k_{\parallel}y)]$ в неограниченной структуре, состоящей из плоских чередующихся слоев полупроводника и диэлектрика с толщинами d_1 , d_2 и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 , ϵ_2 соответственно. Решеточная диэлектрическая проницаемость ϵ_L , эффективная масса носителей заряда и их концентрация n_0 для полупроводника, а также величина ϵ_2 в диэлектрике считались изотропными. Частотная зависимость ϵ_L и ϵ_2 не учитывалась. Постоян-