

УДК 53.06

PACS: 73.20.Mf, 73.21.Fg, 73.50.Mx

Прозрачный затвор для управления концентрацией электронов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

И. В. Андреев, В. М. Муравьев, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин

В работе исследованы плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при наличии бокового металлического затвора и двумерного слоя доноров, обладающего остаточной проводимостью. Установлено, что слабо проводящий слой доноров может быть использован в качестве прозрачного затвора, позволяющего эффективно управлять концентрацией электронов в ДЭС, и перестраивать плазменную частоту в широких пределах. Установлено, что такой прозрачный затвор не вносит дополнительного вклада в экранирование плазмонов в ДЭС и не возмущает закон дисперсии двумерных плазмонов.

Ключевые слова: двумерные электронные системы, электронная плотность, прозрачный затвор, плазменные волны.

Ссылка: Андреев И. В., Муравьев В. М., Губарев С. И., Кукушкин И. В. // Прикладная физика. 2019. № 4. С. 11.

Reference: I. V. Andreev, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Prikl. Fiz., No. 4, 11 (2019).

Введение

Плазменные и магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются предметом активного исследования на протяжении более 50 лет [1–7]. Основным стимулом такого интереса является возможность контролируемо перестраивать скорость двумерных плазменных волн в широких пределах. Данное свойство делает двумерные плазмоны гибким и удобным объектом для детального исследования электродинамики ДЭС. Закон дисперсии двумерных плазмонов имеет следующий вид [1]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_s e^2 q}{2m^* \varepsilon(q) \varepsilon_0}}, \quad (1)$$

где ω_p – плазменная частота, n_s – концентрация двумерных электронов, q – волновой вектор, m^* – эффективная масса, $\varepsilon(q)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость, в общем случае зависящая от геометрии диэлектрического окружения ДЭС и волнового вектора. Хорошо известно [8], что скорость и частоту плазменных волн в ДЭС можно контролируемо перестраивать тремя способами: меняя концентрацию двумерных электронов, прикладывая к системе внешнее магнитное поле, либо изменяя диэлектрическое окружение системы. Первый способ является наиболее простым в реализации и доступным для экспериментаторов [9–12]. Как правило, в экспериментах электронной плотностью в ДЭС управляют, прикладывая напряжение к верхнему либо заднему затвору. Однако наличие хорошо проводящего затвора вблизи ДЭС приводит к двум нежелательным последствиям. Во-первых, к сильному экранированию возбуждающего микроволнового излучения, что

Андреев Иван Владимирович, н.с.
 Муравьев Вячеслав Михайлович, с.н.с., к.ф.-м.н.
 Губарев Сергей Иванович, в.н.с., д.ф.-м.н.
 Кукушкин Игорь Владимирович, зав. лаб., д.ф.-м.н., академик РАН.
 Институт физики твердого тела РАН.
 Россия, 142432, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, 2.
 Тел. +7(49652) 2-44-31. E-mail: andreev@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 16 июля 2019 г.

© Андреев И. В., Муравьев В. М., Губарев С. И., Кукушкин И. В., 2019

затрудняет наблюдение СВЧ-резонансов (например, плазменного или электронного парамагнитного) в ДЭС. Во-вторых, в случае сильного экранирования происходит качественная модификация закона дисперсии двумерных плазмонов, приобретающего линейный по волновому вектору вид [10, 13, 14]. Данное изменение дисперсии сопровождается значительным (до двух порядков величины) смягчением плазменной частоты по сравнению с неэкранированным случаем. Чтобы избежать столь значительного возмущения дисперсии двумерных плазмонов, предпринимались попытки использовать «полупрозрачные» затворы – термически напылённые на поверхность структуры тонкие (около 2 нм) металлические плёнки с малой проводимостью [15–17].

В настоящей работе предложен другой подход к реализации слабо проводящих затворов в образцах, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур GaAs/AlGaAs. Предлагаемый подход основан на использовании в качестве прозрачного затвора слабо проводящего слоя легирования полупроводниковой гетероструктуры. Действительно, в гетероструктурах GaAs/AlGaAs для увеличения подвижности двумерных электронов легирование зачастую производится в отдельный тонкий слой GaAs, расположенный параллельно квантовой яме. При таком легировании двумерный слой доноров сохраняет остаточную проводимость активационного характера даже при гелиевых температурах [18–22] и может быть использован в качестве дополнительного прозрачного затвора в образце. Данный подход имеет ряд интересных преимуществ, связанных с тем, что прозрачный затвор не наносится поверх образца при помощи напыления, а интегрирован непосредственно в используемую гетероструктуру. Так, это позволяет сократить число технологических шагов при изготовлении образца, обеспечить устойчивость так изготовленного затвора к возможным внешним воздействиям (термоциклирование, механические повреждения) и открывает возможности для изготовления прозрачных затворов, рекордно близко расположенных к двумерной системе.

В настоящей работе продемонстрировано, что при фотооблучении гетероструктуры

можно установить электрический контакт к слабо проводящему слою доноров в объёме кристалла. По нашему мнению, такой контакт возникает за счёт объёмной примесной фотопроводимости. Показано, что в данной конфигурации удаётся контролируемо перестраивать в широких пределах концентрацию электронов в ДЭС и частоту двумерных плазменных возбуждений в области, где металлический затвор отсутствует. Установлено, что такая реализация прозрачного затвора не приводит к дополнительному экранированию плазменных волн в образце.

Методика эксперимента

Эксперименты были выполнены на высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовой ямой шириной 20 нм, расположенной на глубине $h = 427$ нм от поверхности кристалла. В экспериментах использовались структуры с двумя слоями легирования, каждый из которых представлял собой отдельную узкую квантовую яму GaAs толщиной 2,3 нм с введённым в неё слоем атомов кремния, игравших роль доноров. Слои легирования располагались симметрично с обеих сторон от квантовой ямы на расстояниях $a = 110$ нм. Концентрация двумерных электронов в квантовой яме составляла $n_s = 2,7 \times 10^{11}$ см⁻², подвижность – $\mu = 4 \times 10^6$ см²/(В с) при температуре $T = 4,2$ К. Образец с двумерной электронной системой был покрыт металлическим затвором с круглым отверстием диаметром $D = 0,5$ мм в центре структуры (см. схему образца на вставке к рис. 1). С одной из сторон образца снаружи относительно металлического затвора путём вжигания был изготовлен омический контакт к двумерной системе. При измерениях этот контакт держался заземлённым.

Возбуждающий сигнал от генератора СВЧ в диапазоне частот $f = 0,01–40$ ГГц подавался на образец при помощи 50-омного коаксиального кабеля и прикладывался между металлическим затвором и заземленным омическим контактом к ДЭС. Подключение было выполнено через изолятор постоянного тока (DC blocker), что позволяло в то же время прикладывать между металлическим затвором и заземленным контактом также и регулируемую

мое постоянное напряжение, изменяя потенциал металлического затвора в диапазоне $-2,0 - +0,15$ В.

Поперечное сечение образца с эквивалентной электрической схемой эксперимента изображено на рис. 1. Слабо проводящий слой заряженных доноров электрически связан с двумерной системой и вышележащим металлическим затвором за счёт отличной от нуля проводимости AlGaAs барьера в условиях фотооблучения. Его потенциал относительно общей земли составляет

$$U_d = \frac{R_{dw}}{R_{dg} + R_{dw}} U_g, \quad (2)$$

где R_{dw} – сопротивление между слоем доноров и квантовой ямой («dopant–well»), а R_{dg} – сопротивление между слоем доноров и металлическим затвором («dopant–gate»). Следует заметить, что, хотя слой доноров одним краем оказывается связан с омическим контактом к двумерной системе, с феноменологической точки зрения это сводится к изменению значения R_{dw} . Таким образом, благодаря остаточной фотопроводимости в барьере, оказывается возможным управлять электрическим потенциалом проводящего слоя доноров, в т. ч. и в области отверстия в металлическом затворе.

В эксперименте при помощи оптических методов проводились измерения электронной плотности и исследование магнитоплазменных резонансов в отверстии металлического затвора. В работе применялась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения, основанная на высокой чувствительности спектра рекомбинантной люминесценции двумерных электронов к разогреву системы. Оптическое возбуждение центральной части образца осуществлялось полупроводниковым лазером длиной волны $\lambda = 785$ нм через отверстие в металлическом затворе при помощи гибкого оптического световода. Дифференциальный спектр фотолюминесценции двумерных электронов, понимаемый как разность спектров люминесценции в присутствии и в отсутствие СВЧ-возбуждения, исследовался как функция внешнего магнитного поля. При этом интеграл абсолютной величины дифференциального спектра люминесценции служил мерой интенсивности микровол-

нового поглощения в образце. Все эксперименты были выполнены в криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре жидкого гелия $T = 4,2$ К.

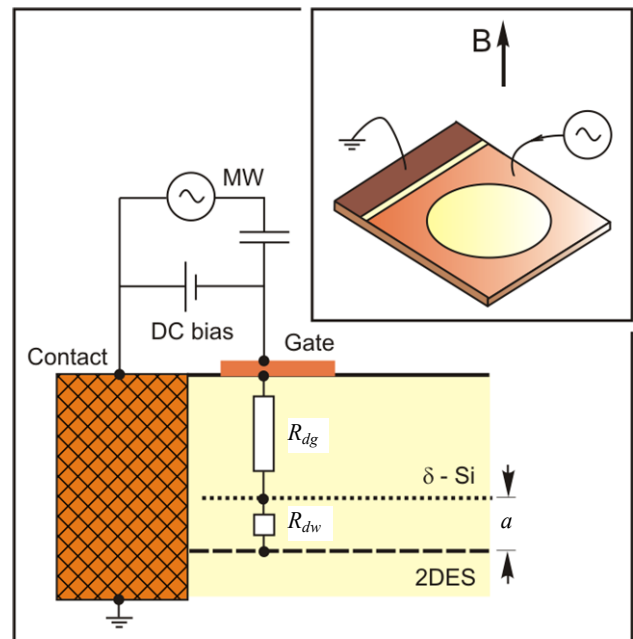


Рис. 1. Поперечное сечение образца и эквивалентная электрическая схема эксперимента. Обозначения: MW – генератор СВЧ, DC bias – источник регулируемого постоянного напряжения, управляющий смещением затворов относительно земли, Contact – возбуждённый омический контакт к двумерной системе, Gate – металлический затвор с отверстием, 2DES – двумерная электронная система, δ -Si – слабо проводящий слой доноров. Расстояние $a = 110$ нм. На вставке приведена общая схема образца.

Результаты эксперимента

Для демонстрации влияния потенциала слабо проводящего слоя доноров на концентрацию двумерных электронов в ДЭС была исследована зависимость электронной плотности в центральной области образца от напряжения, приложенного к латеральному металлическому затвору. Значение электронной плотности в центральной области образца определялось по спектрам рекомбинантной люминесценции двумерных электронов в магнитном поле. По исчезновению спектральных линий, соответствующих отдельным уровням Ландау, с увеличением магнитного поля можно определить значения магнитных полей B_v , в которых фактор заполнения проходит через целочисленные значения ν . После этого элек-

тронная плотность n_s в образце определялась из соотношения $\nu = 2\pi\hbar n_s / eB_v$.

На рис. 2 приведены спектры люминесценции в магнитном поле $B = 1,2$ Тл для трёх значений напряжения на латеральном металлическом затворе $U_g = 0, -0,4$ и $-1,0$ В. Оказалось, что при подаче затворного напряжения в область отрицательных значений число заполненных уровней Ландау уменьшается. Это указывает на то, что обеднение ДЭС происходит не только под латеральным металлическим затвором, но и в центральной, т. е. не покрытой затвором, области образца, откуда и осуществляется сбор сигнала люминесценции. На вставке к рис. 2 изображена зависимость электронной плотности в центральной области образца как функция напряжения на латеральном затворе. В диапазоне затворных напряжений от $-1,4$ до $+0,15$ В эта зависимость линейна с коэффициентом $\Delta n_s / \Delta U_g = 1,35 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}/\text{В}$. Такое поведение электронной плотности в области отверстия в металлическом затворе говорит о том, что слабо проводящий слой доноров играет роль прозрачного затвора, управляющего электронной плотностью в центральной области образца. Согласно формуле (2), отклик концентрации в отверстии металлического затвора на изменение потенциала, приложенного к нему, составляет

$$\frac{\Delta n_s}{\Delta U_g} = \frac{R_{dw}}{R_{dg} + R_{dw}} \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{ea},$$

где ε соответствует диэлектрической проницаемости барьера, $a = 110$ нм – расстояние от слоя доноров до квантовой ямы. Для оценки разумно положить $R_{dw} / (R_{dg} + R_{dw}) \lesssim a / h$, тогда $\Delta n_s / \Delta U_g \lesssim \varepsilon \varepsilon_0 / eh = 1,65 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}/\text{В}$, что с разумной точностью согласуется с экспериментом.

Возможность контролируемо перестраивать частоту двумерных плазмонов, возбуждаемых внутри круглого отверстия в металлическом затворе, была показана путём исследования их магнитодисперсии в зависимости от напряжения на латеральном металлическом затворе. На вставке к рис. 3 приведены примеры кривых измеренной оптическим методом интенсивности микро-

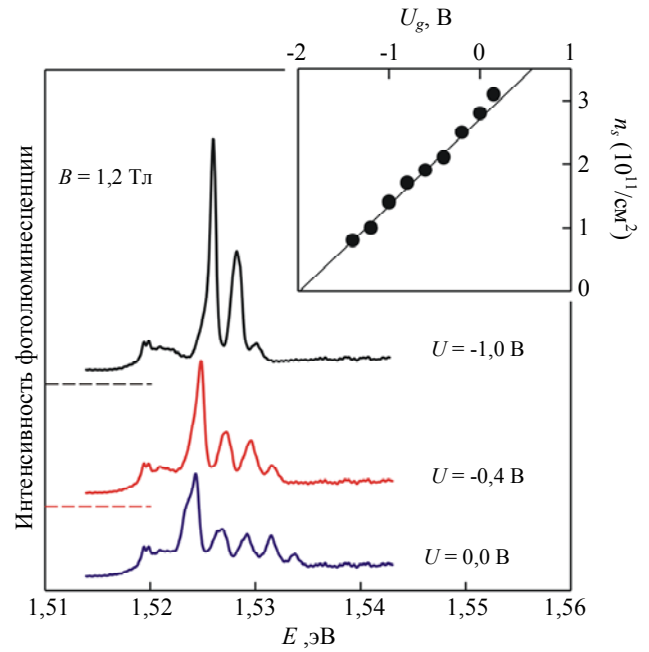


Рис. 2. Спектры рекомбинантной фотолюминесценции двумерных электронов в магнитном поле $B = 1,2$ Тл для трёх различных значений напряжения на латеральном металлическом затворе $U_g = 0, -0,4, -1,0$ В. Кривые смещены по вертикали для наглядности. Нулевые уровни сигнала люминесценции для $U_g = -0,4, -1,0$ В показаны при помощи горизонтальных штриховых линий. На вставке: зависимость электронной плотности в центральной области образца, не покрытой металлом, от напряжения на металлическом затворе.

волнового поглощения от магнитного поля для трёх частот возбуждающего СВЧ-сигнала $f = 16,5, 19,5$ и 30 ГГц для электронной плотности $n_s = 3,0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эти кривые демонстрируют симметричный относительно инверсии магнитного поля резонанс поглощения, связанный с возбуждением в отверстии металлического затвора фундаментальной магнитоплазменной моды. Магнитодисперсии наблюдаемых резонансов для концентраций $n_s = 2,0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (черные точки) и $3,0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (красные точки) построены на рис. 3. При обеих концентрациях наблюдаемая в образце магнитоплазменная мода имеет две ветви, частоты которых в нулевом магнитном поле совпадают. В ненулевых магнитных полях частота одной ветви растёт, а другой – убывает с ростом магнитного поля. Такое поведение характерно для фундаментальных магнитоплазменных мод в образцах в виде дисков [5], в которых фундаментальная мода двукратно вырождена в нулевом магнитном поле, а в ненулевых магнитных полях расщепляется на

две ветви с асимптотиками $\omega_+ \sim \omega_c$ и $\omega_- \sim 1/\omega_c$, соответствующие объёмному и краевому магнитоплазмонам. Теоретическое выражение для магнитодисперсии обеих ветвей имеет вид [5]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} + \omega_p^2}, \quad (3)$$

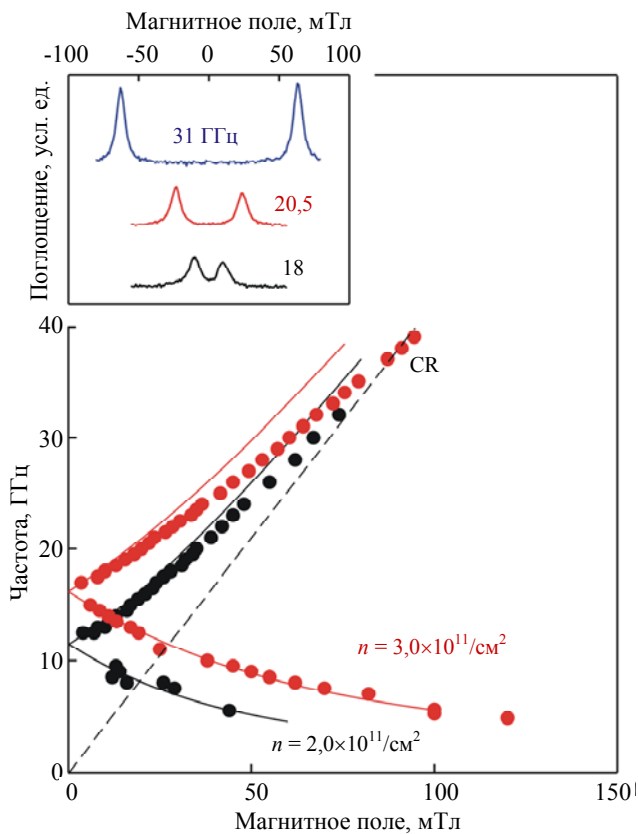


Рис. 3. *Магнитодисперсия фундаментальной плазменной моды в отверстии металлического затвора диаметром $D = 0,5$ мм для двух значений электронной плотности для двух значений электронной плотности $n_s = 2,0 \times 10^{11}$ и $3,0 \times 10^{11}$ см⁻². Сплошные линии – теоретический расчёт без учёта эффектов запаздывания. Штриховая линия соответствует магнитодисперсии циклотронного резонанса $\omega_c = eB/t^*$ для эффективной массы $t^* = 0,067m_0$. На вставке приведены зависимости интенсивности микроволнового поглощения в образце от магнитного поля для трёх частот возбуждающего СВЧ-сигнала $F = 16,5, 19,5$ и 30 ГГц для электронной плотности $n_s = 3,0 \times 10^{11}$ см⁻².*

Сплошные линии на рис. 3 представляют собой аппроксимацию экспериментальных точек согласно выражению (3) с плазменной частотой ω_p в качестве свободного параметра. Поведение экспериментальных точек качественно согласуется с выражением (3). Опре-

деленная из анализа магнитодисперсионных кривых плазменная частота составила $f_p = 11,1$ ГГц для электронной плотности $n_s = 2,0 \times 10^{11}$ см⁻² и $f_p = 16,2$ ГГц для $n_s = 3,0 \times 10^{11}$ см⁻². Этот результат показывает, что использование слоя доноров в качестве прозрачного затвора действительно позволяет эффективно управлять частотой плазменных мод в образце. Следует обратить внимание на два интересных расхождения между экспериментальными точками на рис. 3 и теорией (3). Во-первых, в больших магнитных полях верхняя ветвь пересекает магнитодисперсию циклотронного резонанса. Такое поведение связано с электродинамическими эффектами запаздывания [23], проявляющимися, когда частота плазменных волн становится сравнимой с частотой света с тем же волновым вектором q , и не учитывавшимися в выражении (3). Во-вторых, экспериментально определённая плазменная частота фундаментальной моды ω_p в диске оказывается примерно в 2 раза ниже плазменной частоты, задаваемой выражением (1) с волновым вектором $q = 2,4/D$ [23, 24]. Это объясняется тем, что наблюдаемые моды испытывают значительное латеральное экранирование со стороны металлического затвора [25]. Важно отметить, что коэффициент смягчения плазменной частоты в наших образцах практически совпадает с полученным в работе [25] для дисков с боковым металлическим затвором, но без дополнительного затвора в виде слабо проводящего слоя доноров. Это показывает, что слабо проводящий слой доноров, в отличие от металлических затворов, не вносит дополнительного вклада в экранирование ДЭС, и, следовательно, не модифицирует дисперсию магнитоплазменных волн.

Чтобы убедиться, что двумерный слабо проводящий слой доноров не модифицирует дисперсию двумерных плазмонов, мы провели эксперимент на одиночном диске ДЭС диаметром $D = 0,5$ мм, изготовленном из той же полупроводниковой гетероструктуры. На рис. 4 приведена магнитодисперсия фундаментальной плазменной моды в одиночном диске с диаметром $D = 0,5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2,7 \times 10^{11}$ см⁻² (синие точки). Сплошные линии соответствуют анализу экспериментальных точек при помощи теоретической формулы (3) с плазменной частотой ω_p

в качестве свободного параметра. Теоретическое значение плазменной частоты для данного образца, вычисленное по формуле (1) для волнового вектора $q = 2,4/D$ [23] и эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon = (\epsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2 \approx 6,9$ составляет $f_p^{\text{theor}} = 33$ ГГц. Экспериментальные точки соответствуют плазменной частоте $f_p^{\text{exper}} \approx 28$ ГГц. Небольшое смягчение частоты связано с упоминавшимися выше эффектами запаздывания, и количественно согласуется с ранее опубликованными результатами [23, 24]. Сравнение фундаментальных магнитоплазменных мод в одиночном вытравленном диске и в отверстии металлического затвора, с учётом известных результатов по латеральному экранированию [25], позволяет утверждать, что слабо проводящий слой доноров не оказывает влияния на закон дисперсии магнитоплазмонов в ДЭС.

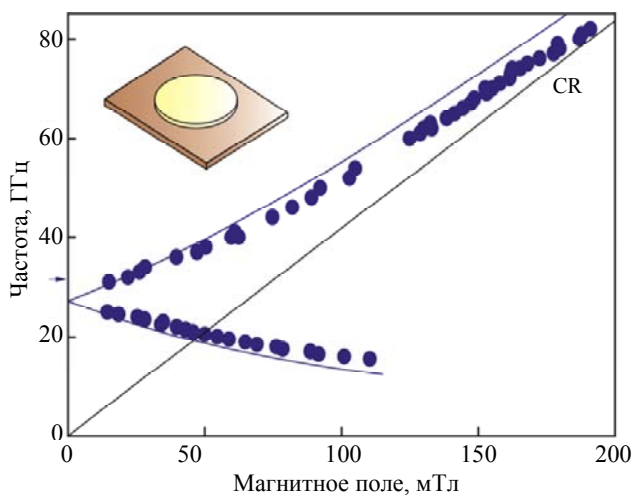


Рис. 4. Магнитодисперсия фундаментальной плазменной моды в диске диаметром $D = 0,5$ мм с электронной плотностью $n_s = 2,7 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Сплошные линии – теоретический расчёт без учёта эффектов запаздывания. Штриховая линия – магнитодисперсия циклотронного резонанса для эффективной массы $m^* = 0,067 m_0$. Стрелочкой отмечено значение плазменной частоты f_p^{theor} , рассчитанное по формуле (1).

Заключение

Из представленных результатов следует, что слой доноров в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, в случае, когда он обладает некоторой остаточной проводимостью, может играть роль оптически прозрачного затвора,

при помощи которого возможно в широких пределах менять электронную концентрацию в двумерных электронных системах (ДЭС). Такая реализация прозрачного затвора не приводит к экранированию плазменных волн в образце.

Работа была выполнена при поддержке
Российского Научного Фонда,
грант № 19-72-30003.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stern F. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 18. P. 546.
2. Grimes C. C., Adams G. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 145.
3. Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 980.
4. Theis T. N., Kotthaus J. P., Stiles P. J. // Solid State Commun. 1977. Vol. 24. P. 273.
5. Allen S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M. // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 28. P. 4875.
6. Mast D. B., Dahm A. J., Fetter A. L. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1706.
7. Glatli D. C., Andrei E. Y., Deville G., Poitrenaud J., Williams F. I. B. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1710.
8. Volkov V. A., Mikhailov S. A. / Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Vol. 27.2, edited by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin (North-Holland, Amsterdam, 1991). Chap. 15. P. 855.
9. Burke P. J., Spielman I. B., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 745.
10. Muravev V. M., Jiang C., Kukushkin I. V., Smet J. H., Umansky V., von Klitzing K. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 193307.
11. Andress W. F., Yoon H., Yeung K. Y. M., Qin L., West K., Pfeiffer L., Ham D. // Nano Lett. 2012. Vol. 12. P. 2272.
12. Yeung K. Y. M., Yoon H., Andress W., West K., Pfeiffer L., Ham D. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102. P. 021104.
13. Чаплик А. В. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 746.
14. Губарев С. И., Муравьев В. М., Андреев И. В., Белянин В. Н., Кукушкин И. В. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. С. 517.
15. Kulik L. V., Butov L. V., Shashkin A. A., Dolgoplov V. T. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. R12677.
16. Bialek M., Czapkiewicz M., Wróbel J., Umansky V., Lusakowski J. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 263514.
17. Maissen C., Scalari G., Valmorra F., Beck M., Faist J., Cibella S., Leoni R., Reichl C., Charpentier C., Wegscheider W. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 90. P. 205309.
18. Dorozhkin S. I., Sychev D. V., Kapustin A. A. // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116 P. 203702.
19. Дорожкин С. И., Капустин А. А. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. С. 101.

20. Peters S., Tiemann L., Reichl C., Fält S., Diet-sche W., Wegscheider W. // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 110. P. 042106.

21. Dorozhkin S. I., Kapustin A. A., Dmitriev I. A., Umansky V., von Klitzing K., Smet J. H. // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 155306.

22. Дорожкин С. И., Уманский В., фон Клитцинг К., Смет Ю. Х. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 68.

23. Kukushkin I. V., Smet J. H., Mikhailov S. A., Kukulovskii D. V., von Klitzing K., Wegscheider W. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 156801.

24. Gusikhin P. A., Muravev V. M., Zagitova A. A., Kukushkin I. V. // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121. P. 176804.

25. Губарев С. И., Дремин А. А., Козлов В. Е., Муравьев В. М., Кукушкин И. В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 588.

PACS: 73.20.Mf, 73.21.Fg, 73.50.Mx

Transparent shutter to control electron concentration in GaAs/AlGaAs quantum wells

I. V. Andreev, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin

Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences
2 Academician Ossipyan st., Chernogolovka, Moscow District, 142432, Russia
E-mail: andreev@issp.ac.ru

Received June 16, 2019

In this work, we investigated plasma excitations in two-dimensional electron systems (2DES) in GaAs/AlGaAs quantum wells in the presence of a lateral metal gate and a two-dimensional donor layer with residual conductivity. It has been established that a weakly conducting donor layer can be used as a transparent gate, which makes it possible to effectively control the electron density in a 2DES, and to tune the plasma frequency over a wide range. It is established that such a transparent gate does not make an additional contribution to the screening of plasmons in 2DES and does not disturb the dispersion of two-dimensional plasmons.

Keywords: two-dimensional electron systems, electron density, transparent gate, plasma waves.

REFERENCES

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
3. S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
4. T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, Solid State Commun. **24**, 273 (1977).
5. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B. **28**, 4875 (1983).
6. D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
7. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
8. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*. Ed. by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin, Vol. 27.2, Chap. 15, p. 855 (North-Holland, Amsterdam, 1991).
9. P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Appl. Phys. Lett. **76**, 745 (2000).
10. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
11. W. F. Andress, H. Yoon, K. Y. M. Yeung, L. Qin, K. West, L. Pfeiffer, and D. Ham, Nano Lett. **12**, 2272 (2012).
12. K. Y. M. Yeung, H. Yoon, W. Andress, K. West, L. Pfeiffer, and D. Ham, Appl. Phys. Lett. **102**, 021104 (2013).
13. A. V. Chaplik, Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972).
14. S. I. Gubarev, V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin, JETP Lett. **102**, 461 (2015).
15. L. V. Kulik, L. V. Butov, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. B **57**, R12677 (1998).
16. M. Białek, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, V. Umansky, and J. Łusakowski, Appl. Phys. Lett. **104**, 263514 (2014).

17. C. Maissen, G. Scalari, F. Valmorra, M. Beck, J. Faist, S. Cibella, R. Leoni, C. Reichl, C. Charpentier, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **90**, 205309 (2014).
18. S. I. Dorozhkin, D. V. Sychev, and A. A. Kapustin, *J. Appl. Phys.* **116**, 203702 (2014).
19. S. I. Dorozhkin and A. A. Kapustin, *JETP Lett.* **101**, 97 (2015).
20. S. Peters, L. Tiemann, C. Reichl, S. Fält, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 042106 (2017).
21. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. A. Dmitriev, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **96**, 155306 (2017).
22. S. I. Dorozhkin, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *JETP Lett.* **107**, 61 (2018).
23. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
24. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 176804 (2018).
25. S. I. Gubarev, A. A. Dremin, V. E. Kozlov, V. M. Murav'ev, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **90**, 539 (2009).