

О СПЕКТРЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КРАЕВЫХ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

*В.И. Тальянский, И.Е. Батов, Б.К. Медведев,
Й. Коттхаз, М. Вассермайер, А. Виксфорд,
Дж. Вайманн, В. Шлан, Х. Никель*

Исследован спектр краевых магнитоплазменных колебаний (КМК) в гетероструктурах GaAs – AlGaAs в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) для факторов заполнения $\nu = 1, 2, 4$ и температур $0,4 - 4,2$ К. Спектр КМК неэквидистантен. Резонансные частоты КМК пропорциональны ν (для целочисленных ν).

В¹ обнаружены низкочастотные ($\omega \ll \tau^{-1}$, τ – время релаксации импульса) КМК в 2D-канале гетероструктуры GaAs – AlGaAs. Теоретические представления о КМК развивались в ряде работ²⁻⁶. Согласно этим представлениям, спектр и затухание КМК определяются проводимостями σ_{xx} и σ_{xy} 2D-канала и некоторой длиной l , имеющей смысл ширины распределения краевого заряда КМК. В^{4,6} в модели с резкой границей 2D-канала и с использованием локального закона Ома получено выражение

$$l = 2\pi |\sigma_{xx}(\omega)| / \omega. \quad (1)$$

В⁵ высказано утверждение, что в достаточно сильных магнитных полях ($B > 1$ Тл) локальность закона Ома вблизи границы 2D-канала может нарушаться и, что роль l начнет играть ларморовский радиус $l \sim r_L \sim B^{-1}$. На наш взгляд, в настоящее время разумно рассматривать l как феноменологический параметр, подлежащий определению из эксперимента. Если ввести l "a priori", то можно легко оценить частоту (ω_p) и затухание (Γ_p) основной моды КМК (см., например,⁶).

$$\omega_p = \epsilon_1 \sigma_{xy} R^{-1} \ln R / l, \quad (2)$$

$$\Gamma_p = \epsilon_2 \sigma'_{xx}(\omega) l^{-1} [\ln R / l]^{-1}. \quad (3)$$

Здесь ϵ_1 и ϵ_2 – коэффициенты, учитывающие влияние диэлектрической подложки и формы образца, R – характерный размер 2D-канала; $\sigma'_{xx}(\omega) \equiv \operatorname{Re} \sigma_{xx}(\omega)$. В данной работе мы исследовали КМК при различных целочисленных ν и сравнили полученные результаты с теоретическими предсказаниями⁴⁻⁶.

КМК возбуждались и детектировались с помощью двух миниатюрных коаксиальных кабелей осуществлявших связь образца с генератором и приемником СВЧ колебаний (рис. 1). Разомкнутые концы кабелей располагались вблизи границы 2D-канала (без гальванического контакта к каналу). С точки зрения теории цепей использованная схема является схемой с проходным резонатором, причем СВЧ резонатором служит сам 2D-канал. Исследовались гетероструктуры с характерными размерами $3 \div 5$ мм и толщиной подложки 0,4 мм. В настоящем сообщении мы приводим результаты для образцов с узкими ($\omega_p / \Gamma_p \gtrsim 30$ в режиме КЭХ при 0,4 К) линиями КМК. На рис. 2 показан спектр КМК для образца с максимальной (из имеющихся образцов) подвижностью ($\mu = 500000$ см²/В·с при $T = 4,2$ К). Отчетливо видны три первых моды КМК. Неэквидистантность спектра свидетельствует о распределенном характере первых мод КМК. Видно, что для всех мод $\omega_p(\nu) \sim \nu$. Небольшое ($\sim 3\%$) отклонение от зависимости $\omega_p(\nu) \sim \nu$ мы наблюдали для $\nu = 4$. Так для

образца с размерами 3×3 мм и подвижностью $\mu \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ частота основной моды принимала значение 109,5; 218 и 422 МГц для $\nu = 1, 2, 4$ соответственно (при $T = 0,42$ К). Важно отметить, что добротность КМК при $\nu = 4$ была $Q \sim 20$, что вдвое ниже, чем при $\nu = 1,2$. Кроме того, повышение температуры приводило к увеличению отклонения зависимости $\omega_p(\nu)$ от линейной. Поэтому это отклонение логично связать с влиянием затухания на частоту КМК. Подробнее этот вопрос мы обсуждаем ниже.

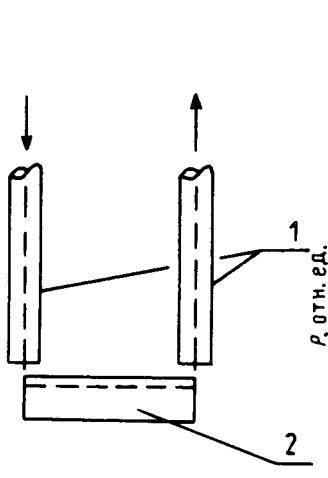


Рис. 1

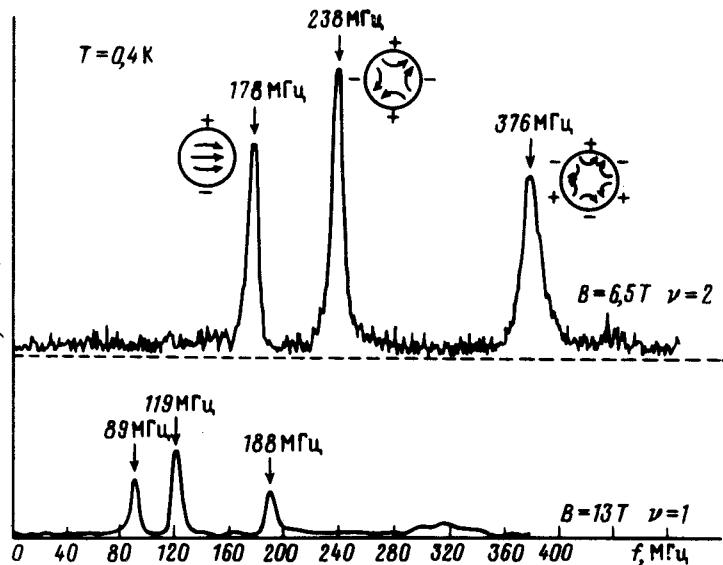


Рис. 2

Рис. 1. Схематическое изображение экспериментального метода

Рис. 2. Спектр КМК для $\nu = 1, 2$. Образец $3,5 \times 5$ мм, подвижность $500000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $4,2$ К. Возле резонансных кривых схематически показаны распределения тока в различных модах КМК

При отклонении ν от целочисленного значения затухание КМК возрастает, на зависимости же $\omega_p(B)$ наблюдается плоский участок (рис. 3 a), что отражает наличие плато в зависимости $\sigma'_{xy}(B)$ (см. (2)). Понижение температуры от 4 до 0,4 К приводит к сужению линий в приблизительно 2 раза, ω_p при этом незначительно ($\sim 3\%$) возрастает (рис. 3 b).

Полученные результаты можно объяснить в рамках формул (2) и (3), если сделать дополнительное предположение, что l имеет вид:

$$l = l_0 + f(\sigma'_{xx}(\omega)), \quad (4)$$

где l_0 – не зависит от B , а f – возрастающая функция $\sigma'_{xx}(\omega)$. Кроме того мы предположим, что для узких линий на рис. 2 $\sigma'_{xx}(\omega)$ столь мала, что $f \ll l_0$. В этом случае $l \approx l_0$ и $\omega_p \sim \sigma_{xy} \sim \nu$ (см. (2)). При достаточно большой величине $\sigma'_{xx}(\omega)$ уменьшение ω_p из-за второго члена в (4) может стать больше экспериментальной ошибки ($\sim 1\%$). Этим мы объясняем уменьшение (на 3 %) ω_p при повышении T от 0,4 до 4,2 К (рис. 3 b) и отклонение зависимости $\omega_p(\nu)$ от линейной для $\nu = 4$.

Сравним полученные результаты с выводами теоретических работ ⁴⁻⁶. Можно утверждать, что l_0 не определяется ларморовским радиусом ⁵, так как в этом случае было бы $l_0 \sim B^{-1}$, что не согласуется с данными рис. 2. Расчеты ^{4, 6} можно согласовать с экспериментом только при условии, что в режиме КЭХ $\sigma''_{xx}(\omega) \gg \sigma'_{xx}(\omega)$ ($\sigma'' \equiv \text{Im} \sigma$) и $\sigma''_{xx}(\omega)/\omega$ (см. (1)) не зависит от ν .

Следует отметить, что возможны и другие механизмы, определяющие l_0 : наличие переходного слоя (шириной $\sim l_0$) вблизи края $2D$ -канала, в котором меняется концентрация носителей, либо наличие флуктуаций примесного потенциала с длиной корреляции $\sim l_0$. Ясно, что непосредственные измерения $\sigma'_{xx}(\omega)$ и $\sigma''_{xx}(\omega)$ в сочетании с данными результатами позволят не только проверить применимость формулы (1), но и дадут информацию о краевых токах в режиме КЭХ.

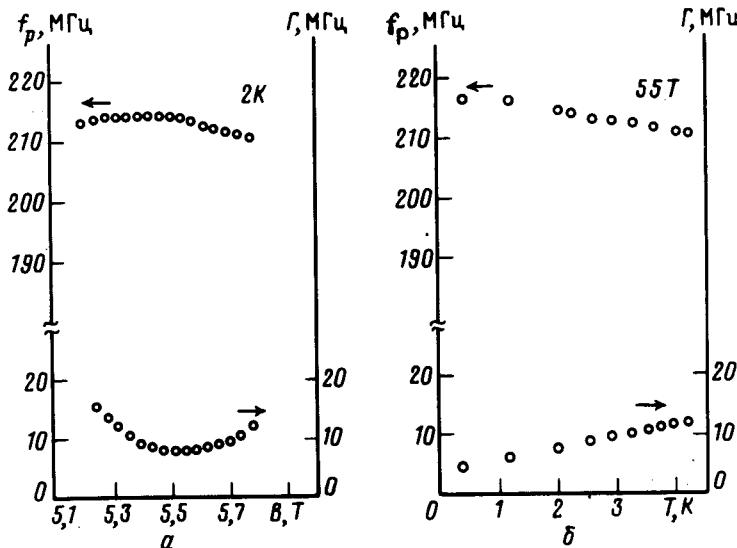


Рис. 3. Зависимость частоты и затухания основной моды КМК от магнитного поля (а) и температуры (б). Образец 3×3 мм, подвижность $\mu \sim 100000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $4,2 \text{ К}$

Спектр КМК экспериментально исследовался в работе ⁷. В ⁷ утверждается, что спектр КМК эквидистантен, $\omega_p(v) \sim v \ln^\alpha v$ для целых v и, что КМК исчезает при $T > 2 \text{ К}$. Различие в спектре КМК можно объяснить наличием металлического затвора вблизи $2D$ -канала в ⁷, который может изменить спектр КМК. Однако остальные различия объяснить трудно. В ⁷ для повышения чувствительности модулировали концентрацию носителей в $2D$ -канале. Для целочисленных v ($\sigma_{xx}(\omega)$ – минимальна, $\sigma_{xy} = \text{const}$) такой способ, возможно, не является оптимальным. Возможно также, что расхождения связаны с различием исследованных образцов.

Авторы благодарны фон Клитингу и Хайтману за полезное обсуждение.

Литература

1. Говорков С.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 510.
2. Mast D.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1706.
3. Glattli D.C. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1710.
4. Волков В.А., Михайлов С.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 540.
5. Шикин В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 471.
6. Волков В.А., Михайлов С.А. ЖЭТФ, 1988, **94**, 217.
7. Andrei E.Y. et al. Surf. Sci., 1988, **196**, 501.