ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

С.Ю. Глазов[1], Н.Е. Мещерякова[2], А.А. Ковалев[1]

[1] *Волгоградский государственный социально-педагогический университет*

[2] *Волгоградский Институт Бизнеса*

kovalev-sith@yandex.ru

В работе исследовано влияние сильного постоянного электрического поля на плазменные волны в сверхрешетке (СР) на основе графена на полосчатой подложке. Расчеты выполнены с использованием квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Графен и новые структуры на его основе привлекают исследователей благодаря своим замечательным электронным свойствам. В последнее время активно изучаются СР на основе графена. В [1] предложена модель СР на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Такая модуляция возможна в графене, осажденном на подложку из периодически чередующихся полосок, например, SiO_2 и SiC. Материал SiO_2 не влияет на зонную структуру графена, в то время как SiC способствует возникновению запрещенной зоны в спектре графена, т. е. образованию щелевой модификации графена. Слои SiC расположены таким образом, что его гексагональная кристаллическая решетка располагается под гексагональной решеткой графена. При этом в областях графенового слоя над слоями SiC образуется энергетическая щель в зонной структуре графена, равная 0,26 эВ.

Закон дисперсии носителей заряда в СР на основе графена на полосчатой подложке в одноминизонном приближении хорошо описывается следующим выражением:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta\left(f_1 + \sqrt{f_2^{\,2} + f_3^{\,2}\left(p_y d\right)^2} + \frac{f_4^{\,2}\left(1-\cos(p_x d)\right)}{2\sqrt{f_2^{\,2} + f_3^{\,2}\left(p_y d\right)^2}} \right), \qquad (1)$$

где Δ – полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена, p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_2$ – период СР, d_1 и d_2 – ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, а коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [1] (здесь и далее $\hbar$ =1).

На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса получено выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в 2D электронном газе СР в присутствии сильного ($\Omega >> \Delta\, f_4^2 \,/\, f_2$) постоянного электрического поля

$$\frac{2\pi e^2}{\chi}\Pi(\vec{k},\omega)S(\vec{k})=1\ ,$$

$$\Pi(\vec{k},\omega)=\sum_{\vec{p}}\frac{n_{\vec{p}+\vec{k}}-n_{\vec{p}}}{\varepsilon(p_y+k_y)-\varepsilon(p_y)-\omega}, \qquad (2)$$

$$\varepsilon(p_y)=\Delta\left(\sqrt{f_2^{\,2}+f_3^{\,2}(p_y d)^2}+\frac{f_4^{\,2}}{2\sqrt{f_2^{\,2}+f_3^{\,2}(p_y d)^2}}\right),$$

где $n_{\vec{p}}$ – равновесная функция распределения, T – температура, χ – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия. В данной работе выбран модельный потенциал межэлектронного взаимодействия аналогично потенциалу в двумерном случае, и

$$S(k_x,k_y)=2d\sum_n\frac{1-\cos(k_x d)}{(k_x d+2\pi n)^2\sqrt{(k_x d+2\pi n)^2+(k_y d)^2}}\ . \qquad (3)$$

При произвольных значениях $\vec{k}$ сумма в (3) не выражается через табулированные функции. Однако при малых значениях k ($k_x, k_y << \pi/d$) $S(\vec{k})$ ведет себя как $1/|\vec{k}|$.

В сверхрешетке на основе графена возможно бесстолкновительное затухание плазменных волн. В сильном статическом поле этот реализуется при выполнении условия

$$\omega/\Delta < f_3 k_x d\ . \qquad (4)$$

Физический механизм затухания Ландау связан с поглощением (излучением) плазмона частицей. Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид $\varepsilon_n(p_y)-\varepsilon_m(p_y\pm k_y)=\mp\omega$. В нашем предельном случае индексы n и m снимаются (n=m=0).

По результатам численного анализа (2) построены графики зависимости $\omega(k_x)$ при T ≈ 70 К, Δ/Ω ≈ 1, $d=10^{-6}$ см, $2\Delta=0.26eV$ (SiC). На рис. 1 приведены дисперсионные кривые для разных значений поверхностной плотности 2D электронного газа. Влияние сильного статического электрического поля приводит к характерной зависимости $\omega(k_x)$, с увеличением компоненты волнового вектора k_x частота плазменных колебаний уменьшается. Отметим, что при $n=10^{11}$ см$^{-2}$ (график б) затухание Ландау отсутствует. В случае, когда $n=5\cdot10^{10}$ см$^{-2}$ (график а) реализуется выполнение условия (4) при $k_x d\geq1.5$, т.о. спектр плазменных колебаний, начиная с определенного значения волнового числа, сливается с одночастичным спектром.

Исследована зависимость $\omega(k_x)$ для разных соотношений ширин полосок бесщелевой и щелевой модификации графена. Увеличение ширины полоски щелевой модификации графена приводит к уменьшению частоты плазменных колебаний. Задавая определенную ширину полосок бесщелевой и щелевой модификации графена можно добиваться нужных частотных характеристик образца.

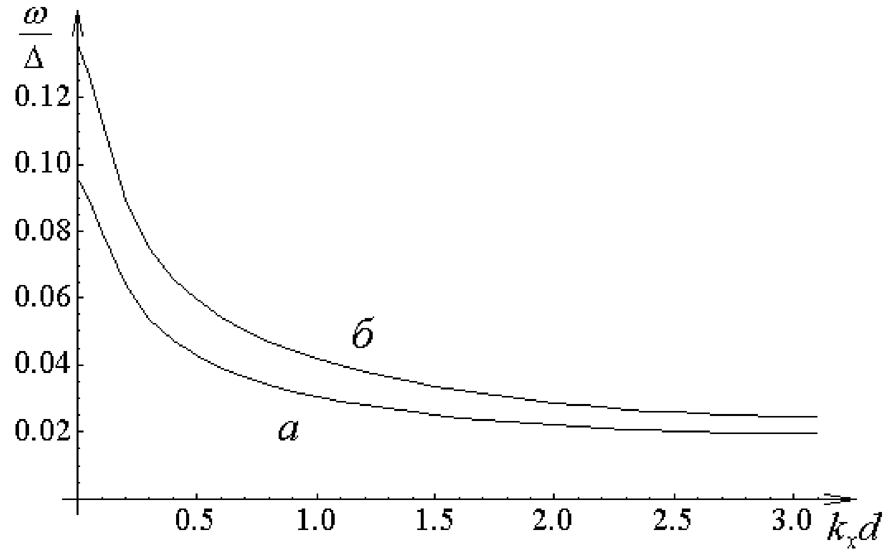

Рис.1. Дисперсионная зависимость $\omega(k_x)$, $d_1 = d_2$: a) $n = 5\cdot 10^{10}$ см$^{-2}$, b) $n = 10^{11}$ см$^{-2}$.

Для использования одноминизонного приближения достаточно выполнения условий $T < 70K$, $(4\hbar \mathrm{v}_f)/(\Delta d) \leq 1$, где $\mathrm{v}_f \approx 10^8$ см/с – скорость Ферми в графене.

Настоящая задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с решеткой. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau >> 1$). Для проявления штарковского квантования необходимо выполнение условия $\Omega\tau >> 1$. Два последних условия могут быть удовлетворены при $\tau \geq 10^{-12}$ с, что является легко выполнимым для графена и структур на его основе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_а, проектом государственных заданий на научно-исследовательскую работу Министерства образования и науки РФ на 2013 год № 2.8298.2013.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ратников П. В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т.90. N.6. С.515.