Физика низких температур, 1995, т. 21, № 6, с. 628–632 УДК 621.382:537.311

Взаимодействие потоков заряженных частиц с плазмонами в двумерном электронном газе

М. В. Буртыка, В. М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Украина, 310085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12

И. В. Яковенко

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния», Украина, 310024, г. Харьков, ул. Шевченко, 47

Статья поступила в редакцию 14 октября 1994 г., после переработки 25 января 1995 г.

Построена теория взаимодействия потоков заряженных частиц с 2*D* электронным газом, локализованным в области дельтаобразной потенциальной ямы $U(y) = U_0\delta(y)$, получено кинетическое уравнение для плазмонов в 2*D* газе, найдены условия возникновения их неустойчивости и соответствующие выражения для инкремента.

Збудовано теорію взаємодії струмів заряджених частинок с 2*D* електронним газом, локалізованим поблизу дельтаобразної потенціальної ями $U(y) = U_0\delta(y)$, одержано кінетичне рівняння для плазмонів у 2*D* газі, знайдено умови виникнення їх нестійкости та окремі вирази для інкремента.

Одной из важных задач физики низких температур является исследование структур, в которых образуются двумерные (2*D*) электронные системы (двумерные слои электронов на границе вакуум — жидкий гелий, на границах зерен в Si, Ge, InSb, в гетероструктурах на основе GaAs; в металл—диэлектрик—металл-структурах (МДМ), *pn*-переходах, тонких металлических пленках и т.д. [1]).

Основной интерес к этим структурам связан с особенностями фазовых переходов, эффектов локализации, флуктуаций и кинетических явлений. В таких структурах, как известно, существуют собственные электромагнитные колебания, амплитуда которых экспоненциально убывает по обе стороны от границы раздела сред (поверхностные плазмоны) [2]. Исследования взаимодействий такого рода колебаний с потоками заряженных частиц, пересекающих 2*D* электронный слой, представляются весьма интересными. Они вызваны поиском новых механизмов генерации электромагнитных колебаний в субмиллиметровом диапазоне [3–5], новых возможностей диагностики твердотельной плазмы, а также попытками объяснить свечение туннельных структур металл — барьер — металл при наличии тока [6].

В настоящей работе показано, что в результате взаимодействия собственных колебаний с потоками частиц возможна неустойчивость поверхностных плазмонов, в основе которой лежат элементарные акты переходного и тормозного излучений заряженных частиц. В работе найден гамильтониан взаимодействия плазмонов с электронами, на основе которого построено кинетическое уравнение для плазмонов, определены условия возникновения указанной неустойчивости и величина ее инкремента.

Пусть на границе двух сред, различающихся электромагнитными свойствами, имеется слой электронов, которые мы будем описывать уравнением Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi_k + [\varepsilon_k - U(y)]\Psi_k = 0 \qquad (1)$$

с потенциальным барьером $U(y) = U_0\delta(y)$, где $U_0 < 0$; ε_k — энергия частицы; m — эффективная масса.

Покажем, что в поле этого потенциала существуют поверхностные электронные состояния [7]. Для нахождения их спектра представим волновую функцию частицы Ψ_k в областях $y < 0$ и $y > 0$ следующим образом:

$$\Psi_{1,2} = B_{1,2k}\exp(\pm\chi y + i(k_x x + k_z z - t\varepsilon_k/\hbar)\,, \qquad (2)$$

где k_x, k_z — компоненты волнового вектора в направлении, параллельном границе раздела; $\chi = [k_x^2 + k_z^2 - (2m/\hbar^2)\varepsilon_k]^{1/2} > 0$.

На границе раздела $y = 0$ выполняется условие равенства волновых функций, а производные от волновых функций испытывают разрыв:

© М. В. Буртыка, В. М. Яковенко, И. В. Яковенко, 1995

$$\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial\Psi_{1k}(0)}{\partial y}-\frac{\partial\Psi_{2k}(0)}{\partial y}\right)=-U_0\,\Psi_{1k}(0)\ ; \quad (3)$$

$$\Psi_{1k}(0)=\Psi_{2k}(0)\ .$$

Отсюда следует: $\hbar^2\chi/m=-U_0$. Тогда спектр поверхностных электронных состояний имеет вид

$$\varepsilon_k=\frac{\hbar^2(k_x^2+k_z^2)}{2m}-\frac{mU_0^2}{2\hbar^2}\ . \quad (4)$$

Принимая во внимание, что плотность электронов n равна $\sum_{k=-\infty}^{\infty}\Psi_k^*\Psi_k$, получаем

$$n=n_0\,e^{-2\chi|y|}\ . \quad (5)$$

Найдем теперь спектр поверхностных электромагнитных колебаний (плазмонов), существующих на границе слоя. Для этого наиболее удобно воспользоваться уравнением для векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)=(A_x, A_y, 0)$ в виде

$$\Delta\mathbf{A}=\frac{\varepsilon(y)}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2}\ ; \quad \vec{\nabla}\cdot\mathbf{A}=0\ , \quad (6)$$

где диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon(y)=\begin{cases}\varepsilon_1\ , & y<0\ ,\\ \varepsilon_2\ , & y>0\ .\end{cases}$$

При этом на границе $y=0$ выполняются условия равенства тангенциальных составляющих электрического поля $\mathbf{E}=-1/c\,(\partial\mathbf{A}/\partial t)$. Нормальная составляющая вектора индукции

$$\mathbf{D}=-\frac{\varepsilon(y)}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}$$

испытывает разрыв, связанный с наличием поверхностных зарядов и токов $\mathbf{j}=(j_x, 0, 0)$, $j_x=-A_x\,e^2n(y)/(mc^2)$ на границе раздела сред. Величина разрыва определяется путем интегрирования уравнений Пуассона и непрерывности по толщине электронного слоя и имеет вид

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left\{\varepsilon_2 A_{2y}(x, 0, t)-\varepsilon_1 A_{1y}(x, 0, t)\right\}=$$

$$=\frac{4\pi e^2n_0d}{m}\,\frac{\partial A_x(x, 0, t)}{\partial x}\ , \quad (7)$$

где $d=m|U_0|/\hbar^2$.

Представим зависимость $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ от координат и времени в виде

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)=\sum_{q_x=-\infty}^{\infty}\exp\left(i(q_x x+q_y y-\omega_q t)\right)\mathbf{A}(\omega, \mathbf{q})\ ; \quad (8)$$

$$\mathbf{A}^*(\omega_q, q_x)=\mathbf{A}(-\omega_q, -q_x)\ ;\ q_x=\frac{2\pi}{L}n$$

$$(n=1, 2, \ldots)\ ;\quad \omega_q=\omega_{-q}\ .$$

Тогда, воспользовавшись уравнениями (6), (7) и условием излучения при $y=\pm\infty$, получим закон дисперсии поверхностных волн:

$$i\omega^2\left(\frac{\varepsilon_2}{q_{2y}}-\frac{\varepsilon_1}{q_{1y}}\right)=\frac{4\pi e^2n_0d}{m}\ ; \quad (9)$$

$$q_{1,2y}^2=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1,2}-q_x^2<0\ ;\ \mathrm{Im}\,q_{1y}<0\ ;\ \mathrm{Im}\,q_{2y}>0\ .$$

Заметим, что это уравнение остается справедливым также при учете частотной дисперсии ε.

Если пренебречь эффектами запаздывания $q_x^2>>\omega^2\varepsilon_{1,2}/c^2$, то частота поверхностных плазмонов определяется выражением

$$\omega_q^2=\frac{4\pi e^2n_0d|q_x|}{m(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}=\omega_{0s}^2\,d|q_x|\ ;\quad |q_x|d<<1\ . \quad (10)$$

Формула (10) совпадает с известным выражением для поверхностных плазмонов [8], если заменить n_0d на n_{0s} — поверхностную плотность заряда.

Проведя стандартную процедуру квантования энергии электромагнитного поля [9], получим выражение для оператора вектора-потенциала:

$$\hat{\mathbf{A}}_l(\mathbf{r}, t)=\sum_{q=-\infty}^{\infty}\left(\frac{4\pi\hbar c}{V\omega_q}\right)^{1/2}\mathbf{e}_l\,e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}\left(\hat{a}_{\mathbf{q}}(t)+\hat{a}^+_{-\mathbf{q}}(t)\right)\ , \quad (11)$$

где $l=1, 2$;

$$e_{1x}=e_{2x}=\left[\frac{L|q_x|}{2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}\right]^{1/2}\ ;\quad q_{1,2}=\mp i|q_x|\ ;$$

$$e_{1y}=-e_{2y}=ie_{1x}\ ;$$

$$\hat{a}^+_{\mathbf{q}}(t)=\hat{a}^+_{\mathbf{q}}(0)\exp(i\omega_{\mathbf{q}}t)\ ;$$

$$\hat{a}_{\mathbf{q}}(t)=\hat{a}_{\mathbf{q}}(0)\exp(-i\omega_{\mathbf{q}}t)$$

— операторы рождения и уничтожения плазмонов с волновым вектором $\mathbf{q}$; L — длина полупространства.

Предположим далее, что через слой проходит (инжектируется) внешний поток заряженных частиц (электронов). Для нахождения матричных элементов гамильтониана взаимодействия плаз-

монов с этим потоком воспользуемся следующим выражением:

$$\hat{H}^{\text{int}} = \frac{1}{c}\int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}, t)\cdot\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t)\, d\mathbf{r} \ , \qquad (12)$$

где $\hat{\mathbf{j}} = e\hbar/(2im_0)\sum_{\rho=1}^{3}(\hat{\Psi}_\rho^+\vec{\nabla}\hat{\Psi}_\rho - \vec{\nabla}\hat{\Psi}_\rho^+\hat{\Psi}\rho)$ — оператор плотности полного электронного тока (включающего падающий, $\rho = 1$, отраженный, $\rho = 2$ и прошедший, $\rho = 3$ токи); m_0 — эффективная масса инжектируемого электрона. Здесь операторы волновых функций имеют вид:

$$\hat{\Psi}_1 = \sum_k e^{ik_y y}\hat{\Psi}_k(x, z, t) \ ;$$

$$\hat{\Psi}_2 = \sum_k \alpha_k e^{-ik_y y}\hat{\Psi}_k(x, z, t) \ ;$$

$$\hat{\Psi}_3 = \sum_k \beta_k e^{ik_y y}\hat{\Psi}_k(x, z, t) \ ;$$

$$\hat{\Psi}_k(x, z, t) = \frac{\hat{b}_k(t)}{\sqrt{V}} e^{i(k_x x + k_z z)} \ ;$$

$\hat{b}_k^+(t) = \hat{b}_k^+(0)e^{i(\varepsilon_h/\hbar)t}$ и $\hat{b}_k(t) = \hat{b}_k(0)e^{-i(\varepsilon_h/\hbar)t}$ — операторы рождения и уничтожения электронов; V — объем системы. Закон дисперсии электронов предполагается квадратичным:

$$\varepsilon_k = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m_0} \ .$$

Коэффициенты отражения α_k и прохождения β_k электронов через барьер $U(y)$ находятся из граничных условий (3) для функций $\hat{\Psi}_{1,2,3}$ и имеют вид

$$\alpha_k = \frac{m_0U_0}{-m_0U_0 + i\hbar^2k_y} \ ; \quad \beta_k = \frac{i\hbar^2k_y}{-m_0U_0 + i\hbar^2k_y} \ . \qquad (13)$$

В результате интегрирования выражения (12) получим

$$\hat{H}^{\text{int}} = \sum_k W_{\mathbf{k'qk}}\,\hat{b}_{\mathbf{k'}}^+\left(\hat{a}_{\mathbf{q}}(t) + \hat{a}_{-\mathbf{q}}^+(t)\right)\hat{b}_{\mathbf{k}}(t) \ , \qquad (14)$$

где $W_{\mathbf{k'qk}}$ — матричный элемент гамильтониана взаимодействия определяется выражением

$$W_{\mathbf{k'qk}} = \frac{e}{m_0}\left(\frac{\pi\hbar^3|q_x|}{2VL\omega_q(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}\right)^{1/2} C_{\mathbf{k'qk}} \ , \qquad (15)$$

$$C_{\mathbf{k'qk}} = \frac{k_y' + k_y + i(k_x' + k_x)}{k_y' - k_y + i|q_x|} +$$

$$+ (\alpha_{k'}^*\alpha_k + \beta_{k'}^*\beta_k)\frac{k_y' + k_y - i(k_x' + k_x)}{k_y' - k_y - i|q_x|} \ .$$

Особенность этого матричного элемента заключается в том, что закон сохранения импульсов электронов и плазмонов выполняется лишь вдоль границы раздела

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{q} \ ; \quad k_x' = k_x + q_x \ ; \quad k_z' = k_z \ .$$

Первый член в (15) описывает взаимодействие налетающих на барьер частиц с полем поверхностной волны. Второй член, пропорциональный $\alpha_{k'}^*\alpha_k$, описывает взаимодействие с частицами, отраженными от барьера; третий — с прошедшими через границу. Поэтому не представляется возможным выделить четко слагаемые, ответственные за механизмы тормозного или переходного излучений частиц. Однако при $\alpha \to 0$ и $\beta \to 1$ процесс взаимодействия связан целиком с переходным излучением, поскольку частицы проникают во вторую среду. Если же $\beta \to 0$ и $\alpha \to 1$, то процесс взаимодействия связан с тормозным излучением, поскольку частицы полностью отражаются от границы.

В результате действия гамильтониана на произвольный вектор состояния системы электронов и плазмонов получим матричные элементы типа

$$\langle n_{\mathbf{k'}} + 1, N_q - 1, n_{\mathbf{k}} - 1|\hat{H}|n_{\mathbf{k'}}, N_q, n_{\mathbf{k}}\rangle =$$

$$= W_{\mathbf{k'qk}}(1 - n_{\mathbf{k'}})^{1/2}n_{\mathbf{k}}^{1/2}N_q^{1/2}e^{it(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k - \hbar\omega_q)/\hbar} \ , \qquad (16)$$

здесь $n_{\mathbf{k'}}$, N_q — число электронов и плазмонов в состояниях k и q. Произведение квадрата модуля выражения (15) на $(2\pi/\hbar)\delta(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k - \hbar\omega_q)$ определяет, как известно [10], вероятность перехода электрона в единицу времени из состояния с энергией ε_k в состояние $\varepsilon_{k'}$ с поглощением энергии плазмона $\hbar\omega_q$.

Учитывая процессы испускания и поглощения плазмонов электронами, получаем кинетическое уравнение, описывающее изменение числа плазмонов:

$$\frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{k'k}}|W_{\mathbf{k'qk}}|^2 n_{\mathbf{k}}(1 - n_{\mathbf{k'}}) \times$$

$$\times\left[(N_{\mathbf{q}} + 1)\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k'}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) - \right.$$

$$\left. - N_{\mathbf{q}}\,\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k'}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}})\right] \ . \qquad (17)$$

Предположим, что энергия электронов, падающих на барьер, распределена вблизи некоторого

центрального значения $\varepsilon_{k0} = p_0^2/(2m_0)$. Тогда число электронов n_k можно представить в виде

$$n_k = (2\pi)^3 n_{0b}\,\delta(k_x)\delta(k_y - k_0)\delta(k_z)\ ,$$

где n_{0b} — плотность электронов в пучке. Из выражения (17) видно, что процесс излучения плазмонов с частотой ω_q носит пороговый характер и возможен для $k_0 = p_0/\hbar$ лишь при условии

$$k_0^2 > \frac{2m_0\,\omega_q}{\hbar} + q_x^2\ .$$

Поскольку закон сохранения для нормальных составляющих компонент импульсов электронов и плазмонов не выполняется, величина $\hbar k'_y$ рассеянного импульса электрона определяется из законов сохранения энергии и может принимать как положительные, так и отрицательные значения $\hbar k'_y = \pm\hbar k_\pm$,

$$k_\pm = \sqrt{k_0^2 - q_x^2 \pm \frac{2m_0\omega_q}{\hbar}}\ .$$

При этом $k'_y > 0$ означает рассеяние «вперед», $k'_y < 0$ — «назад» относительно движения частицы вдоль положительного направления оси y.

В результате интегрирования уравнения (17) по волновым векторам $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ получим следующие выражения для инкремента неустойчивости γ плазмонов ($N_q >> 1$, $q_x > 0$)

$$\gamma = \frac{\partial N_q}{N_q\,\partial t} =$$

$$= \frac{\omega_{0b}^2\,q_x}{16\omega_q}\left(\frac{|C_-|^2 + |C'_-|^2}{k_-} - \frac{|C_+|^2 + |C'_+|^2}{k_+}\right)\ , \qquad (18)$$

где

$$\omega_{0b}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{0b}}{m_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}\ ;\quad \omega_{0b}^2 << \omega_q^2\ .$$

Величины

$$C_\pm = C_{\mathbf{k}'q\mathbf{k}}(k'_y = k_\pm\ ,\ k_y = k_0\ ,\ k_x = 0,\ k'_x = q_x)\ ;$$

$$C'_\pm = C_{\mathbf{k}'q\mathbf{k}}(-k'_y = k_\pm\ ,\ k_y = k_0\ ,\ k_x = 0,\ k'_x = q_x)$$

характеризуют процессы рассеяния электронов с поглощением и излучением плазмонов, вперед и назад соответственно. Из выражений (15) и (18) видно, что при $m_0|U_0| >> \hbar^2 k_0$ ($\alpha_k \to -1$, $\beta_k \to 0$) или при $m_0|U_0| << \hbar^2 k_0$, ($\alpha_k \to 0, \beta_k \to 1$)

$$C_\pm = \frac{4m_0\omega}{\hbar\,[(k_\pm - k_0)^2 + q_x^2]}\ ,$$

$$C'_\pm = \frac{4m_0\omega}{\hbar\,[(k_\pm + k_0)^2 + q_x^2]} \qquad (19)$$

и инкремент остается неизменным. В дальнейшем предполагается $\omega_q >> \hbar q_x^2/2m$.

Если кинетическая энергия электрона меньше $\hbar\omega_q$, то поверхностные плазмоны затухают с декрементом, который определяется вторым слагаемым в выражении (18). Так, при $k_0^2 << 2m_0\omega_q/\hbar$ декремент γ равен

$$\gamma = -\frac{\omega_{0b}^2\,q_x}{2\omega_q}\sqrt{\frac{\hbar}{2m_0\omega_q}}\quad (\text{или}\quad \gamma = -\frac{\omega_{0b}^2}{2\omega_q}\frac{|q_x|}{k_+})\ .$$

С ростом скорости $v_0 = \hbar k_0/m$ абсолютное значение декремента уменьшается, и вблизи порога, когда энергия частицы близка к энергии плазмона, декремент обращается в нуль $\gamma(k_{th}) = 0$. Пороговое значение волнового вектора равно $k_{th} = k_0 + \Delta k_0$, где

$$k_0^2 = 2m_0\omega/\hbar >> q_x^2$$

и

$$\Delta k_0 = k_0[(|C_-|^2 + |C'_-|^2)/(|C_+|^2 + |C'_+|^2)]^2.$$

Значения $C_\pm$ и $C'_\pm$ в этом выражении берутся при $k_- = 0$ и $k_+ = k_0\sqrt{2}$. Тогда величина $\Delta k_0 \simeq 3{,}6\cdot 10^{-3} k_0$. При дальнейшем увеличении скорости γ становится положительным.

В классическом приближении, когда $m_0 v_0^2/2 >> \hbar\omega_q$ ($v_0 = p_0/m_0$) выражение для инкремента значительно упрощается. В этом случае

$$k_\pm = k_0 \pm \omega/v_0\ ;\quad \alpha^*_{k_\pm}\,\alpha_{k_0} + \beta^*_{k_\pm}\,\beta_{k_0} \simeq 1;$$

$$|C_\pm|^2 >> |C'_\pm|^2;$$

$$|C_+| \sim |C_-| = 4m_0\omega v_0^2[\hbar(\omega^2 + q_x^2 v_0^2)]^{-1}\ ,$$

и инкремент приобретает вид

$$\gamma = \frac{2\omega_{0b}^2\,\omega_q^2|q_x|v_0}{(\omega_q^2 + q_x^2 v_0^2)^2}\ . \qquad (20)$$

Поскольку при больших энергиях частицы $|C_+|^2 = |C_-|^2$, вероятность перехода электрона из заданного состояния k_0 в состояние k'_y определяется плотностью состояний

$$\frac{dk'_y}{d\mathcal{E}_{k'}} = \frac{m_0}{\hbar k'_y}.$$

Поэтому вероятность перехода электрона из состояния k_0 в k_- больше чем таковая при переходе $k_0 \to k_+$, и плазмоны оказываются неустойчивыми независимо от высоты барьера. Видно, что с ростом v_0 (при $\omega_q^2 >> q_x^2 v_0^2$) инкремент несколько растет, а затем (при $\omega_q^2 < q_x^2 v_0^2$) убывает. В точке $v_0 = \sqrt{3}\omega_q / q_x$, когда приблизительно совпадают волновые векторы плазмона и пространственно-временной гармоники поля, создаваемого движущимся зарядом, γ достигает максимума:

$$\gamma_{\max} = 3\frac{\sqrt{3\omega_{0b}^2}}{8\omega_q}.$$

Таким образом, при взаимодействии направленного потока электронов с плазмонами в указанной области частот процессы индуцированного излучения преобладают над процессами поглощения, и колебания становятся неустойчивыми. Это связано с тем, что электронная система является неравновесной и вероятность перехода электрона в состояние с меньшей энергией превышает вероятность переходов в состояние с большей энергией.

Для развития неустойчивости необходимо, чтобы величина γ превосходила затухание плазмонов, обусловленное процессами рассеяния электронов на различных объектах: примесях, фононах и др. Затухание плазмонов, вызванное этими процессами, равно $\nu/2$, где ν — наибольшая характерная частота релаксации импульса электронов. Кроме того, необходимо чтобы длина свободного пробега электронов в потоке превосходила глубину проникновения поверхностного плазмона.

Приведем численные оценки для гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ с двумерным электронным газом на границе раздела сред ($x = 0{,}3$) [4]. При $\omega_q = 10^{12}\,\text{с}^{-1}$, $d \sim 20$ Å, $n_0 \sim 2\cdot 10^{18}\,\text{см}^{-3}$, $n_{0b} \sim 10^{15}\,\text{см}^{-3}$, $m_0 \simeq 10^{-29}$ г, $v_0 \sim 10^7$ см/с инкремент достигает величины $0{,}1\omega_g$, что при температуре жидкого азота превосходит $\nu \le 10^{11}\,\text{с}^{-1}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий и международного фонда Сороса.

1. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электромагнитные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
2. R. A. Ferrel, *Phys. Rev.* 111, 1214 (1958).
3. В. М. Яковенко, И. В. Яковенко, *УФЖ* 29,1830 (1984).
4. M. V. Burtyka, O. V. Glukhov, and V. M. Yakovenko, *Solid State Electron.* 34, 559 (1991).
5. М. В. Буртыка, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, *УФЖ* 38, 1357 (1993).
6. Э. М. Беленов, П. М. Лускинович, А. Г. Соболев, В. И. Романенко, А. В. Усков, *ЖТФ* 56, 1902 (1986).
7. И. Е. Тамм, *Собрание научных трудов*, Наука, Москва (1975).
8. D. A. Dahl and L. J. Sham, *Phys. Rev.* 16, 951 (1977).
9. Дж. Займан, *Современная квантовая теория*, Мир, Москва (1971).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1974).

Interaction of charged particle beams with plasmons in two-dimensional electron gas

M. V. Burtyka, V. M. Yakovenko, and I. V. Yakovenko

The theory of the interaction of charged particle beams with 2*D* electron gas, located in the field of the delta-like potential well $U(y) = U_0\delta(y)$ has been developed. The kinetic equation for plasmons in 2*D* electron gas is obtained; the conditions of arising of their instability are given and the expressions for the growth rate of plasmons are found.