1989 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 31, в. 2
1989 SOLID STATE PHYSICS Vol. 31, № 2

УДК 538.22

НЕЛИНЕЙНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И ЭЛЕКТРОННЫЙ ПЕРЕНОС ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В МЕТАЛЛАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Я. Демиховский, В. А. Кукушкин

Рассмотрены эффекты, возникающие при распространении мощных акустических импульсов в проводниках в присутствие сильного магнитного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$, где $\mathbf{q}$ — волновой вектор звука. Предположено, что ларморовский радиус орбиты электрона R много меньше длины свободного пробега l и во много раз превышает длину импульса L, а характерное время τ_H, определяющее период движения частиц, скачущих вдоль фронта потенциального горба, а также время выноса электронов магнитным полем из потенциальной ямы, много меньше времени релаксации τ_p, но порядка времени пролета резонансным электроном области импульса. Показано, что сила, действующая со стороны электронов на решетку, имеет особенности в точках, соответствующих границам областей движения скачущих и отражающих частиц. Исследованы нелинейные акустические эффекты, определяемые особенностями электронной силы в перпендикулярном магнитном поле, — образование уступа вблизи максимума потенциального горба и формирование ударных волн на профиле потенциальной ямы, а также возникновение дополнительных областей деформации — предвестников основных импульсов. Показано, что закономерности роста предвестников в случае мощных звуковых импульсов существенно отличаются от эволюции линейных предвестников, рассмотренных в [1].

В работе [2] исследовалась нелинейная эволюция звуковых импульсов в металлах, помещенных в слабое поперечное магнитное поле $\mathbf{H}$, в котором ларморовский радиус орбиты электрона R больше длины свободного пробега l и значительно превышает длину импульса L

$$R > l \gg L. \qquad (1)$$

Амплитуда потенциальной энергии импульса Φ_0 предполагалась достаточно большой, так что время электронной релаксации τ_p много больше времени пролета резонансным электроном области импульса $L/\tilde{v}$, где $\tilde{v} = (\Phi_0/m)^{1/2}$ — характерная скорость резонансных электронов. В то же время τ_p не превышает характерного времени τ_H, определяющего период движения электрона, скачущего вдоль фронта потенциального горба, а также время выноса электрона магнитным полем из потенциальной ямы. В [2] указанные ограничения на амплитуду записывались в виде неравенств

$$b < a \ll 1, \qquad (2)$$

где $b = L/\tilde{v}\tau_H$, $a = L/\tilde{v}\tau_p$, $\tau_H = \tilde{v}/v_F\omega_c$, ω_c — циклотронная частота.

В настоящей работе рассматриваются эффекты, возникающие при распространении мощных акустических импульсов в металлах, находящихся в более сильных магнитных полях $\mathbf{H}$, в которых все частицы за время релаксации τ_p успевают совершить много оборотов. Как и в [2], предполагается, что направление вектора $\mathbf{H}$ ортогонально волновому вектору звука, но величина H такова, что ларморовский радиус R много меньше длины свободного пробега l и во много раз превышает длину импульса L

$$l \gg R \gg L. \qquad (3)$$

Амплитуда звукового импульса Φ_0 считается также большой; при этом введенное выше для потенциального горба и потенциальной ямы характерное время τ_{II} оказывается много меньше времени релаксации τ_p, но может иметь тот же порядок, что и время пролета резонансным электроном области импульса $L/\bar{v}$. Другими словами, предполагается, что наряду с (3) справедлива система неравенств

$$a \ll b \lesssim 1. \tag{4}$$

При выполнении условий (3), (4) динамика электронов оказывается более сложной, чем в слабых магнитных полях. В этом случае все частицы естественным образом разделяются на скачущие, отражающиеся и пролетные в случае поля потенциального горба и захваченные, отражающиеся и пролетные в случае поля потенциальной ямы. При этом, как будет показано ниже, основной вклад в затухание дают скачущие и захваченные электроны. В точках, являющихся граничными для областей движения различных групп частиц, электронная сила оказывается сингулярной, что определяет эволюцию акустического импульса в сильном магнитном поле.

Электроны, взаимодействующие с импульсом, переносят количество движения на расстояние, превышающее L: отражающиеся и пролетные электроны на расстояние порядка $2R$, а электроны на скачущих орбитах на расстояние $\sim L/b$. Вследствие этого впереди импульса, а также сзади от него имеет место рост деформации кристаллической решетки, т. е. осуществляется электронный перенос звуковых импульсов. Впервые это явление рассмотрено Богачеком, Рожавским и Шехтером в рамках линейной теории в работе [1]. Как будет показано ниже, нелинейный электронный перенос акустических импульсов существенно отличается от линейного. Так, амплитуда переносимого импульса Ψ_0 растет со временем более быстро, чем в линейном случае, а именно $\Psi_0 \sim t^{1/2}$, причем на расстояниях порядка L/b скорость роста потенциала Ψ_0 больше (в $(\varepsilon_F/\Phi_0)^{1/2}$ раз), чем на расстояниях $\sim 2R$.

Работа построена следующим образом. В п. 1 рассмотрены траектории электронов в поле потенциального горба и потенциальной ямы. В п. 2 найдены функция распределения и концентрация неравновесных частиц. Далее, в п. 3, решено уравнение теории упругости и исследованы эволюция основного импульса и рост его предвестников. В заключении приведено обсуждение полученных результатов.

1. Траектории электронов

Пусть в металле, помещенном в сильное магнитное поле $\mathbf{H}$, распространяется продольный звуковой импульс в направлении, перпендикулярном вектору $\mathbf{H}$. Предполагая спектр частиц изотропным и квадратичным, запишем уравнения движения электронов проводимости в системе координат, сопутствующей импульсу

$$\frac{dv_\zeta}{dt} = -\frac{1}{m}\frac{\partial\Phi}{\partial\zeta} + \omega_c v_y, \quad \frac{dv_y}{dt} = -\omega_c(v_\zeta + w), \quad \frac{dv_z}{dt} = 0. \tag{5а)—(5в}$$

Здесь $\zeta = x - wt$; $\Phi = \lambda du/\partial\zeta$; u — смещение решетки; λ — деформационный потенциал электрона; w — скорость звука; v_ζ, v_y, v_z — компоненты скорости электрона; ось $O\zeta$ направлена вдоль вектора звукового импульса, а ось Oz — вдоль постоянного магнитного поля $\mathbf{H}$. Слагаемое $-\omega_c w$ в правой части (5б) связано с электрическим полем $E_y = -wH/c$, появляющимся в сопутствующей системе координат.

В качестве начальных условий для уравнений (5а)—(5в) положим

$$\zeta(t_0) = \zeta_0, \quad v_y(t_0) = v_{y0}, \quad v_\zeta(t_0) = 0, \quad y(t_0) = 0, \tag{6}$$

где t_0 — момент прохождения электроном точки поворота ζ_0, лежащей вблизи импульса. В этом случае, как нетрудно убедиться, система (5а)—(5в) имеет интеграл вида

$$m\frac{v_\zeta^2}{2}+\Phi(\zeta)-\Phi(\zeta_0)-m\omega_c v_{y0}(\zeta-\zeta_0)+\frac{m\omega_c^2}{2}(\zeta-\zeta_0)^2+$$

$$+m\omega_c^2 w\int_{t_0}^{t}(t'-t_0)\frac{d\zeta}{dt'}dt'=0. \qquad (7)$$

Последнее слагаемое в (7) описывает изменение продольной энергии электрона $\Delta\varepsilon_\parallel$ в электрическом поле E и ортогональном магнитном поле H. Можно показать, что в режиме сильной нелинейности, когда выполнены условия (4), для скачущих частиц это слагаемое мало по сравнению с потенциальной энергией импульса $\Phi(\zeta)$ по параметру

$$(w/v_F)\,\omega_c\tau_p\ll 1. \qquad (8)$$

Для отражающихся электронов отношение последнего члена в интеграле (7) к амплитуде импульса Φ_0 описывается другим параметром, а именно $b\,(R/L)[w/v_F]\,\omega_c\tau_p$. Предполагая в дальнейшем, что

$$b\frac{w}{v_F}\omega_c\tau_p\frac{R}{L}\ll 1, \qquad (9)$$

будем пренебрегать изменением продольной энергии $\Delta\varepsilon_\parallel$ для всех групп частиц. Можно показать, что в этом случае затухание звукового импульса связано в основном с набором поперечной энергии $\Delta\varepsilon_\perp$ электронов, скачущих вдоль фронта импульса, причем $\Delta\varepsilon_\perp/\Delta\varepsilon_\parallel\sim\sqrt{\varepsilon_F/\Phi_0}$.

При выполнении условий (8) и (9) интеграл энергии (7) принимает вид

$$\frac{s^2}{2}+\frac{V^\pm(\xi;\ \xi_0,\ v_{y0})}{\Phi_0}=0, \qquad (10)$$

где

$$V^\pm(\xi;\ \xi_0,\ v_{y0})=-\varepsilon_\perp+\Phi(\xi)-\Phi(\xi_0)+\frac{m\omega_c^2L^2}{2}(\xi-\xi_0\mp qR)^2 \qquad (11)$$

— эффективный потенциал, $s=v_\zeta/\tilde v$, $\xi=\zeta/L$, $R=v_{y0}/\omega_c$, $q=1/L$, знаки «+» и «—» соответствуют положительному и отрицательному знакам скорости v_{y0} в точке поворота $\xi_0=\zeta_0/L$, лежащей вблизи импульса.

На рис. 1, *а*, *б* изображены фазовые траектории частиц, движущихся в поле $V^+[\xi;\ \xi_0,\ v_{y0}]$ потенциального горба и потенциальной ямы. Семейство траекторий на этих рисунках соответствует различным координатам левой точки поворота ξ_0, в которой начальная скорость $v_{y0}>0$ имеет одно и то же значение. Траектории типа *1*, лежащие слева от потенциального горба (рис. 1, *а*), отвечают скачущим электронам; их характерная протяженность в направлении оси $O\xi$ порядка $1/b$. Траектории захваченных частиц, обозначенные цифрой *1* на рис. 1, *б*, целиком лежат в области ямы, поэтому их характерный размер вдоль оси $O\xi$ порядка *1*. Траектории, лежащие справа от импульса, соответствуют отражающимся частицам; на рис. 1, *а*, *б* они обозначены цифрой *2*. Наконец, траектории типа *3*, охватывающие импульс, отвечают пролетным частицам. Характерный размер области движения отражающихся и пролетных электронов $\sim 2qR$.

Интеграл энергии (10) для пролетных и отражающихся частиц удобно записать с помощью переменных φ, ξ, совершив замену

$$s=(v_{y0}/\tilde v)\cos\varphi, \qquad (12)$$

где φ — угол, образованный вектором $v_\perp$ с осью v_ξ. После деления (10) на $v_{y0}^2/\tilde v^2$ будем иметь интеграл продольной энергии в новых переменных

$$\sin^2\varphi=\left(\pm 1+\frac{\xi_0-\xi}{qR}\right)^2-2\frac{\Phi(\xi_0)-\Phi(\xi)}{\varepsilon_\perp}. \qquad (13)$$

Поскольку $\Phi_0/\varepsilon_\perp\ll 1$, для углов $\varphi\gg\Phi_0/\varepsilon_\perp$ из (13) получаем

$$\sin\varphi = \pm\left\{1 + \frac{\Phi_0}{\varepsilon_\perp}\left[V_1^\mp(\xi) - V_1^\mp(\xi_0)\right]\right\}, \tag{14}$$

где $V_1^\pm[\xi] = \Phi[\xi]/\Phi_0 \mp b\xi$, $b = m\omega_c \mid v_{y0} \mid / q\Phi_0$. Траектории, описываемые уравнением (14), имеют две точки поворота. Одной из этих точек $\xi = \xi_0$, расположенной в области импульса, соответствует угол $\varphi = \pm\pi/2$, а другой $\xi = \xi_1$ угол $\varphi = \mp\pi/2$. Поэтому, полагая в (14) $\varphi = \mp\pi/2$ и учитывая, что $\Phi(\xi_1) = 0$, получаем связь между координатами ξ_0 и ξ_1

$$\xi_1 = \pm\left[2qR - \frac{1}{b} V_1^\mp(\xi_0)\right]. \tag{15}$$

Координаты ξ_1 и ξ_0, связанные соотношением (15) в дальнейшем будем называть сопряженными. В том случае, когда точка ξ удалена от импульса на расстояние $\sim 2qR$, интеграл энергии (14) удобно представить в виде,

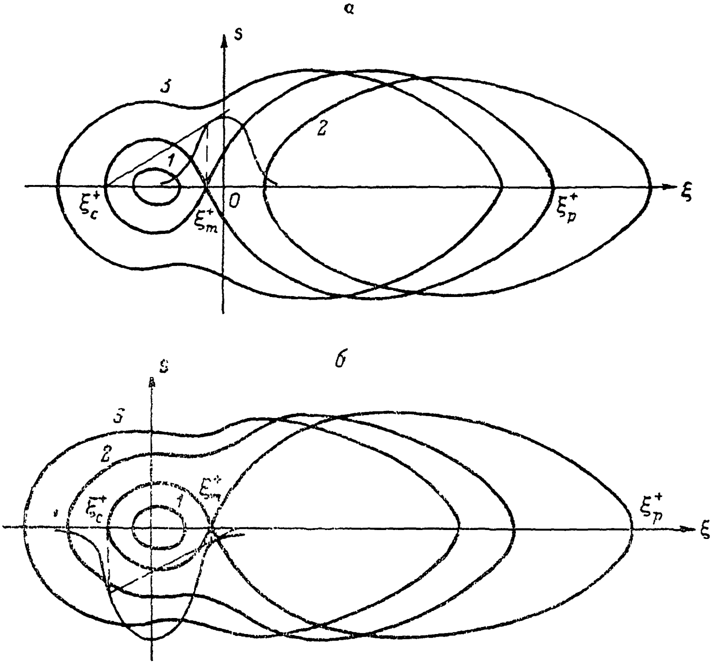

Рис. 1. Фазовые траектории частиц в поле $V^+(\xi)$ потенциального горба (*а*) и потенциальной ямы (*б*).

содержащем координату ξ, сопряженную ξ. Полагая в выражении (15) $\xi_1 = \xi$ и $\xi_0 = \xi$ и подставляя это выражение в (14), получим

$$\sin\varphi = \mp\left\{1 - \frac{\Phi_0}{\varepsilon_\perp}\left[V_1^\mp(\xi) - V_1^\mp(\xi_0)\right]\right\}. \tag{16}$$

2. Электронная функция распределения и концентрация неравновесных носителей

Найдем функцию распределения $f(\mathbf{p}, x - wt)$ электронов, движущихся в поле импульса и в перпендикулярном магнитном поле. В сопутствующей системе координат функция $f(\mathbf{p}, \zeta)$ удовлетворяет кинетическому уравнению

$$v_\zeta \frac{\partial f}{\partial \zeta} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} - m\omega_c v_{y0} + m\omega_c^2(\zeta - \zeta_0)\right)\frac{\partial f}{\partial p_\zeta} + \frac{f - f_0}{\tau_p} = 0. \tag{17}$$

Решение (17) будем искать в виде

$$f(\mathbf{p}, \zeta) = f_0(\varepsilon_\perp + \Phi) + g(\mathbf{p}, \zeta). \tag{18}$$

Подставляя (18) в (17), для g-функции получим

$$v_\zeta \frac{\partial g}{\partial \zeta} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta}\frac{1}{m} - \omega_c v_{y0} + m\omega_c^2(\zeta - \zeta_0)\right)\frac{\partial g}{\partial v_\zeta}\frac{1}{m} + \frac{g}{\tau_p} = w\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta}. \tag{19}$$

Нетрудно убедиться, что уравнения характеристик для (19) имеют интеграл энергии (10), а решение (19) есть

$$g(\varepsilon_\perp, s, \tau) = \frac{w}{\tilde v}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\int_{-\infty}^{\tau}\frac{\partial \Phi}{\partial \xi'}e^{-a(\tau-\tau')}d\tau', \tag{20}$$

где $\tau = q\tilde v t$. Найденная функция (20) удовлетворяет условию периодичности $g[\varepsilon_\perp, s, \tau+T) = g(\varepsilon_\perp, s, \tau)$. Поэтому, представляя интеграл (20) в виде суммы по числу периодов T движения частицы, приведем функцию $g(\varepsilon_\perp, s, \tau)$ к виду

$$g(\varepsilon_\perp, s, \tau) = \frac{w}{\tilde v_F}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\frac{1}{1-e^{-aT}}\int_{\tau-T}^{\tau}\frac{\partial \Phi}{\partial \xi'}e^{-a(\tau-\tau')}d\tau'. \tag{21}$$

Вычислим сначала функцию распределения частиц, захваченных в поле потенциальной ямы, а также частиц, скачущих вдоль фронта потенциального горба. Поскольку поперечная скорость v_y этих частиц в течение всего периода движения порядка v_{y0}, производную $\partial\Phi/\partial\xi$ в (21) удобно выразить с помощью уравнения движения (5а), положив в нем $v_y \simeq v_{y0}$, т. е.

$$\frac{1}{\Phi_0}\frac{\partial \Phi}{\partial \xi'} = -\frac{ds}{d\tau'} \pm b. \tag{22}$$

Подставляя далее (22) в (21) и интегрируя по τ', получим

$$g^\pm(\varepsilon_\perp, s, \xi) = \frac{w}{\tilde v}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\Phi_0\left(-s + a\xi \pm \frac{b}{a}\right), \tag{23}$$

где изменение безразмерной скорости s ограничено неравенством $|s| \leqslant \sqrt{2[V_1^\mp(\xi_m^\pm) - V_1^\mp(\xi)]}$, а точки $\xi_m^\mp$ являются границами областей движения скачущих и захваченных частиц (рис. 1, *а*, *б*).

В случае отражающихся и пролетных электронов, имеющих характерный размер траекторий порядка $2qR$, интегрирование по τ' в (21) производится по части периода T, включающего время прохождения частицей области импульса. Поэтому, ограничиваясь в интеграле (21) нулевым приближением по параметру нелинейности a и переходя в нем к интегрированию по ξ' с помощью замены $d\tau' = d\xi'/s$, получим

$$g^\pm(\varepsilon_\perp, s, \xi) = \frac{w}{\tilde v}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}2\omega_c\tau_p\int_{\pm 1}^{\xi_0(s,\xi)}\frac{\partial \Phi}{\partial \xi'}\frac{d\xi'}{s(\xi';\ (s,\xi))}. \tag{24}$$

Здесь ± 1 — безразмерные координаты правой (знак «+») и левой (знак «—») границ импульса, причем, как и раньше, верхний знак в (24) соответствует положительному, а нижний — отрицательному знакам скорости v_{y0} в точке поворота $\xi_0(s, \xi)$. Величина $s(\xi'; (s, \xi))$ есть безразмерная скорость частицы в точке ξ' при условии, что ее фазовая траектория проходит через точку (s, ξ). В случае, если точка (s, ξ) лежит вблизи импульса, т. е. $|\xi - \xi_0| \leqslant 1/b$, скорость $s(\xi')$ можно найти с помощью интеграла энергии (10)

$$s(\xi';\ (s, \xi)) = \mp\sqrt{s^2 + 2[V_1^\mp(\xi) - V_1^\mp(\xi')]}. \tag{25}$$

Для нахождения скорости $s(\xi')$ при больших значениях ξ ($|\xi - 2qR| \ll qR$) удобно воспользоваться интегралом энергии, записанным в виде (16). Поскольку в этом случае $\varphi = \mp(\pi/2 - \delta)$, где $|\delta| \leqslant \sqrt{2(\Phi_0/\varepsilon_\perp)[V_1^\mp(\xi) - V_1^\mp(\pm 1)]}$, из (16) мы получаем

$$s(\xi';\ (\delta,\ \xi)) = -\frac{v_{y0}}{\tilde{v}}\left\{2\frac{\Phi_0}{\varepsilon_\perp}\left[V_{\rm I}^{\mp}(\xi) - V_{\rm I}^{\mp}(\xi')\right] - \delta^2\right\}^{1/2}. \qquad (26)$$

Избыточную концентрацию $n(\xi)$ для различных групп частиц определим по формуле

$$n(\xi) = \frac{2}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{p}\, g(\mathbf{p},\ \xi). \qquad (27)$$

Переходя к переменным $\varepsilon_\perp$, ϑ, φ, перепишем (27) как

$$n(\xi) = \frac{2}{(2\pi)^3}\frac{p_F^2}{v_F}\int \sin\vartheta d\vartheta d\varepsilon_\perp d\varphi g(\varepsilon_\perp,\ \vartheta,\ \varphi,\ \xi). \qquad (28)$$

Найдем сначала концентрацию электронов, движущихся в области потенциального горба по скачущим орбитам, а также электронов, захваченных потенциальной ямой. Для таких частиц, как следует из (14), угол φ изменяется в малой области $\Delta\varphi \sim \sqrt{\Phi_0/\varepsilon_\perp}$ вблизи $\varphi = \pm\pi/2$. В этом случае безразмерная скорость s, согласно (12), может быть записана в виде $s \simeq (v_F \sin\vartheta/\tilde{v})(\pm\pi/2 - \varphi)$, откуда следует, что

$$d\varphi = -(\tilde{v}/v_F)\frac{ds}{\sin\vartheta}. \qquad (29)$$

Подставляя (23) и (29) в (28) и интегрируя по s, получим

$$n^{\pm}(\xi) = \pm\frac{3}{\pi}\frac{w}{v_F}n_0\frac{\Phi_0}{\varepsilon_F}\frac{b_0}{a}\left[\int_0^{\pi/2}\sqrt{V_{\rm Im}^{\pm} - V_{\rm I}^{\mp}(\xi)}\,\sin\vartheta d\vartheta + O(a)\right], \qquad (30)$$

где $b_0 = m\omega_c v_F/q\Phi_0$, $V_{\rm Im}^{\pm} = V_{\rm I}^{\mp}(\xi_m^{\pm})$, n_0 — концентрация равновесных частиц.

Концентрацию отражающихся и пролетных электронов можно найти, подставляя функцию распределения (24) в (28)

$$n^{\pm}(\xi) = \frac{3}{\pi}n_0\frac{w}{v_F}\frac{\Phi_0}{\varepsilon_F}\omega_c\tau_p\int_0^{\pi/2}d\vartheta\int d\varphi\int_{\pm 1}^{\xi_0(\varphi,\ \xi)}\frac{1}{\Phi_0}\frac{\partial\Phi}{\partial\xi'}\frac{d\xi'}{s(\xi';\ (\varphi,\ \xi))}\frac{v_{y0}(\vartheta)}{\tilde{v}}. \qquad (31)$$

Поскольку на расстоянии от центра импульса, не превышающем $1/b$, характер движения отражающихся и пролетных электронов имеет такой же вид, как и в случае слабых магнитных полей, то (31) лишь множителем $\omega_c\tau_p$ отличается от выражения для концентрации отражающихся и пролетных электронов, полученных в работе [2]. В частности, концентрация отражающихся частиц в области потенциального горба, согласно (16) в [2], имеет вид

$$n^{\pm}(\xi) = \pm\frac{3}{\pi}n_0\frac{w}{v_F}\frac{\Phi_0}{\varepsilon_F}\omega_c\tau_p\int_0^{\pi/2}d\vartheta G(V_{\rm I}^{\mp}), \qquad (32)$$

где

$$G(V_{\rm I}^{\mp}) = \frac{1}{2}\left[(V_{\rm Im}^{\pm} - V_{\rm I}^{\mp})(V_{\rm Im}^{\pm} \pm b)\right]^{1/2} + \frac{V_{\rm I}^{\mp} \pm b}{2}\ln\frac{\sqrt{V_{\rm Im}^{\mp} - V_{\rm I}^{\mp}} + \sqrt{V_{\rm Im}^{\pm} \pm b}}{\sqrt{V_{\rm I}^{\mp} \pm b}}.$$

Для вычисления концентрации электронов на расстоянии $\sim 2qR$ от импульса в выражении (31) поменяем местами порядок интегрирования по переменным φ и ξ'. На рис. 2 изображены соответствующие области интегрирования, определяющие вклад в концентрацию $n^+(\xi)$ в случае потенциального горба (*а*) и потенциальной ямы (*б*). На оси ординат отложены значения углов φ в точке ξ для всех траекторий, проходящих область импульса и точку ξ. Правая граница всех областей есть прямая $\xi' = +1$, тогда как левая граница, определяемая выражением $\xi' = \xi_0(\varphi,\ \xi)$, является решением уравнения (14). Кривые, обозначенные цифрами *1*, *2*, *3* (рис. 2, *а*, *б*), есть границы областей интегрирования, определяющих концентрацию $n^+(\xi)$ соответственно в точках $\xi > \xi_p^+$, $\xi = \xi_p^+$ и $\xi < \xi_p^+$. Здесь ξ_p^+ — координата, сопряженная с координатой граничной точки ξ_m^+ на профиле импульса. Области интегрирования, соответствующие выражению $n^-(\xi)$ в (31), могут быть получены из описанных выше путем отражения в плоскости $\xi=0$. Подставляя (26) в (31) и переходя в интеграле по φ к переменной $\vartheta = \pi/2 \pm \varphi$, получим после интегрирования по ϑ

$$n^\pm(\xi) = \mp \frac{3}{\pi} n_0 \frac{w}{v_F} \frac{1}{\varepsilon_F} \omega_c \tau_p \begin{cases} \dfrac{\pi}{2} \displaystyle\int_0^{\pi/2} d\vartheta \Phi(\xi), & |\xi| > |\xi_p^\pm|, \\ \dfrac{\pi}{2} \displaystyle\int_0^{\pi/2} d\vartheta \Phi(\xi_m^\pm) - \int_0^{\pi/2} d\vartheta \int_{\mp 1}^{\xi_m^\pm} d\xi' \frac{\partial \Phi}{\partial \xi'} \times & \\ \times \arcsin \dfrac{\sqrt{V_{1m}^\pm - V_1^\mp(\xi)}}{\sqrt{V_1^\mp(\xi') - V_1^\mp(\xi')}}, & |\xi| < |\xi_p^\pm| \end{cases} \quad (33)$$

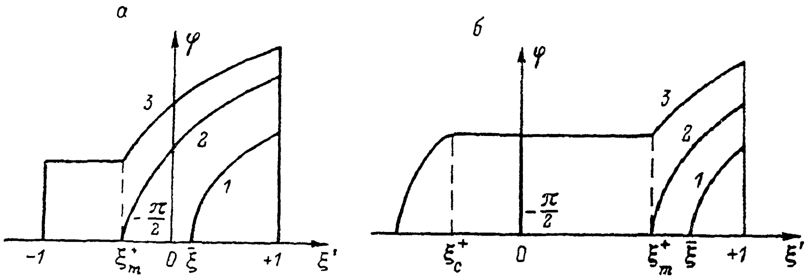

Рис. 2. Области интегрирования в (31) для концентрации $n^+(\xi)$ в случае потенциального горба (*а*) и потенциальной ямы (*б*).

в случае потенциального горба и

$$n^\pm(\xi) = \mp \frac{3}{\pi} n_0 \frac{w}{v_F} \frac{1}{\varepsilon_F} \omega_c \tau_p \begin{cases} \dfrac{\pi}{2} \displaystyle\int_0^{\pi/2} d\vartheta \Phi(\xi), & |\xi| > |\xi_p^\pm|, \\ \displaystyle\int_0^{\pi/2} d\vartheta \left\{ \dfrac{\pi}{2} [\Phi(\xi) - \Phi(\xi_c^\pm) + \Phi(\xi_m^\pm)] - \right. & \\ \left. - \displaystyle\int_{\xi_c^\pm}^{\xi_m^\pm} \dfrac{\partial \Phi}{\partial \xi'} d\xi' \arcsin \dfrac{\sqrt{V_{1m}^\pm - V_1^\mp(\xi)}}{\sqrt{V_1^\mp(\xi') - V_1^\mp(\xi)}} \right\}, & |\xi| < |\xi_p^\pm| \end{cases} \quad (34)$$

в случае потенциальной ямы.

3. Уравнение эволюции. Обсуждение результатов

Уравнение теории упругости запишем в виде

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \rho w^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \lambda \frac{\partial n}{\partial x} - \rho \nu' \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + D, \quad (35)$$

где ρ — плотность кристалла, ν' — коэффициент решеточной вязкости. Первое слагаемое в правой части (35) есть сила, действующая со стороны скачущих, отражающихся и пролетных электронов на основной импульс, а второе — сила, обусловленная вязкостью решетки. Как указывалось в начале статьи, электронная сила вызывает не только затухание основного импульса, но и появление вследствие так называемого электронного переноса областей деформации на расстояниях порядка $2qR$ и $1/b$ как перед основным импульсом, так и за ним. Скорость роста деформации в этих областях, в дальнейшем именуемых предвестниками, определяется отражающимися и скачущими электронами. Кроме этого, предвестники испытывают затухание на электронах, не взаимодействующих с основным импульсом. Такое затухание определяет сила D — третье слагаемое в правой части (35). Можно показать, что в линейном приближении по амплитуде предвестника сила D в $\omega_c\tau_p$ раз превосходит электронную силу, описывающую затухание слабых звуковых импульсов в отсутствие магнитного поля [3], т. е.

$$D = \frac{3}{\pi} n_0 \frac{w}{v_F} \frac{1}{\varepsilon_F} \omega_c \tau_p \frac{\lambda}{L} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(\xi')}{\xi - \xi'} d\xi', \tag{36}$$

где $\psi(\xi')$ — потенциал поля предвестника.

Характер эволюции основного импульса, а также предвестников определяется в основном особенностями силы $\lambda\,(\partial n/\partial x)$. Особыми точками для производных $\partial n/\partial x$ являются точки $\xi^{\pm}_{m0}$ и $\xi^{\pm}_{c0}$, соответствующие границам областей движения скачущих электронов с максимальной скоростью $v_{y0}=v_F$, а также точки $\xi^{\pm}_{p0}$, сопряженные с $\xi^{\pm}_{m0}$. Дальнейшее исследование проведем для случая цилиндрической поверхности Ферми. В этом случае особенности электронной силы $\lambda\,(\partial n/\partial x)$ наиболее выражены, поскольку все электроны в точках поворота имеют одинаковую скорость $v_{y0}=v_F$.

Сначала рассмотрим эволюцию основных импульсов — потенциального горба и потенциальной ямы. В этом случае в уравнении (35) можно пренебречь силой D, описывающей затухание предвестников. Переходя в (35) к переменной $\xi=(x-wt)/L$ и медленному времени t' и пренебрегая второй производной по медленному времени $\partial^2 u/\partial t'^2$ (такая процедура носит название метода медленно меняющего профиля), получим уравнение эволюции для функции $\Phi^{\pm}(\xi,\ \tau_1)=\lambda q\,(du/d\xi)\mp b_0\Phi_0\xi$

$$\frac{\partial \Phi^{\pm}}{\partial \tau_1} = -\frac{\partial P}{\partial V_1^{\mp}} \frac{\partial \Phi^{\pm}}{\partial \xi} + \nu \frac{\partial^2 \Phi^{\pm}}{\partial \xi^2}, \tag{37}$$

где

$$P = n\,(V_1^{\mp}) \Big/ \left(\frac{3}{\pi} n_0 (w/v_F)(\Phi_0/\varepsilon_F)\right), \quad \tau_1 = n_0\lambda^2 t'/(\rho\varepsilon_F v_F L), \quad \nu = \rho\varepsilon_F v_F \nu'/(n_0\lambda^2 L).$$

Эволюция потенциального горба определяется особенностью электронной силы в точке максимума $\xi^{\pm}_{m0}$ эффективного потенциала $V_1^{\mp}$. Полагая, что при $\xi \simeq \xi^{\pm}_{m0}$

$$V_1^{\mp}(\xi) = V_{1m0}^{\mp} + \frac{1}{2}\alpha(\xi - \xi^{\pm}_{m0})^2, \quad \text{где} \quad V_{1m0}^{\mp} = V_1^{\mp}(\xi^{\pm}_{m0}), \quad \alpha = \frac{\partial^2 V_1^{\mp}}{\partial \xi^2},$$

слагаемое $(\partial P/\partial V_1^{\pm})(\partial \Phi^{\pm}/\partial \xi)$ в (37) с учетом (30) и (32) представим как

$$\mathscr{F} \equiv \frac{\partial P}{\partial V_1^{\mp}} \frac{\partial \Phi^{\pm}}{\partial \xi} = \begin{cases} \frac{b_0}{a}\sqrt{\alpha}\,\Phi_0(\tau_1) + \omega_c\tau_p\sqrt{\alpha}\sqrt{V_{1m0}^{\mp} - b_0}\,\Phi_0(\tau_1) \equiv \mathscr{F}_1(\tau_1), \\ \qquad\qquad\qquad |\xi| \gg |\xi^{\pm}_{m0}|, \\ \omega_c\tau_p\sqrt{\alpha}\sqrt{V_{1m0}^{\mp} - b_0}\,\Phi_0(\tau_1) \equiv \mathscr{F}_2(\tau_1), \qquad |\xi| < |\xi^{\pm}_{m0}|, \end{cases} \tag{38}$$

где $\xi^{\pm}_{m0} = \mp b_0/2\alpha$. Вдали от особых точек $\xi^{\pm}_{m0}$, т. е. при $|\xi - \xi^{\pm}_{m0}| \gg \sqrt{4\nu\tau_1}$, в уравнении (37) можно пренебречь решеточной вязкостью, поэтому

$$\Phi^{\pm}(\xi,\ \tau_1) = \Phi^{\pm}(\xi,\ 0) - \int_0^{\tau_1} \mathscr{F}(\tau)\,d\tau, \quad |\xi - \xi^{\pm}_{m0}| \gg \sqrt{4\nu\tau_1}. \tag{39}$$

В точке максимума потенциального горба $\xi=0$ решение (39) с электронной силой $\mathscr{F}_2(\tau_1)$ определяет закон убывания амплитуды импульса $\Phi_0(\tau_1)$.

В случае малых времен эволюции, когда выполнено неравенство $\omega_c \tau_p \tau_1 \ll 1$ зависимость $\Phi_0(\tau_1)$ имеет вид

$$\Phi_0(\tau_1) = \Phi_0(0)(1 - \beta\tau_1), \tag{40}$$

где $\beta = \omega_c \tau_p [\alpha(V^{\pm}_{1m0} - b_0)]^{1/2}$.

Согласно [2], решение уравнения (37) с разрывной силой (38) при малых временах τ_1 ($\beta\tau_1 \ll 1$) может быть представлено в виде

$$\Phi^{\pm}(\xi, \tau_1) = \Phi^{\pm}(\xi, 0) - \frac{\tau_1}{2}\frac{b_0}{a}\sqrt{a}\,\Phi_0(0)\left[1 + \operatorname{erf} z - 2z^2 \operatorname{erfc} z + \frac{2z}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2}\right], \tag{41}$$

где $z = (\xi - \xi^{\pm}_{m0})/\sqrt{4\nu\tau_1}$. Выражение (41) описывает перепад потенциала $\Phi^{\pm}(\xi, \tau_1)$ вблизи особых точек $\xi^{\pm}_{m0}$ (рис. 3), причем ширина области перепада $\delta\xi$, определяемая из условия $|z| \leqslant 1$, увеличивается со временем

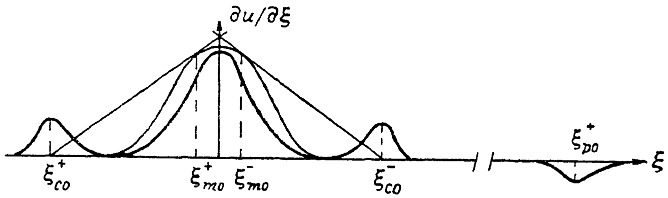

Рис. 3. Эволюция импульса и рост ближних и дальних предвестников в случае потенциального горба.

как $\delta\xi \simeq (4\nu\tau_1)^{1/2}$, а его высота $|\delta\Phi^{\pm}|$ изменяется с τ_1 по закону $|\delta\Phi^{\pm}| = \mathscr{F}_1\tau_1 = (b_0/a)\sqrt{a}\,\Phi_0(0)\tau_1$. Поэтому при $|\xi - \xi^{\pm}_{m0}| \leqslant \sqrt{4\nu\tau_1}$ производная $|\partial\Phi/\partial\xi| \simeq |\partial\Phi^{\pm}/\partial\xi|$ растет со временем следующим образом:

$$\left|\frac{\partial\Phi}{\partial\xi}\right| \simeq \frac{b_0}{a}\Phi_0(0)\sqrt{\frac{a}{\nu}}\sqrt{\tau_1}.$$

Координаты граничных точек $\xi^{\pm}_{m0}(\tau_1)$, определяемые из уравнения $\partial\Phi^{\pm}/\partial\xi = 0$, согласно (41), приближаются к вершине импульса по закону $\xi^{\pm}_{m0}(\tau_1) = \xi^{\pm}_{m0}(0) \pm z_0\sqrt{4\nu\tau_1}$, где $z_0 \simeq 0.47$ — решение уравнения $z \operatorname{erfc} z = \exp(-z^2)/\sqrt{\pi}$.

Решение (41) типа перепада имеет место и для потенциальной ямы в области точек $\xi^{\pm}_{m0}$ (рис. 4). В этом случае координаты $\xi^{\pm}_{m0}(\tau_1)$ отодвигаются от центра импульса со скоростью $d\xi^{\pm}_{m0}/d\tau_1 = \pm z_0\sqrt{\nu/\tau_1}$. Особенности эволюции потенциальной ямы возникают также вблизи граничных точек $\xi^{\pm}_{c0}$, где производная $\partial P/\partial V^{\pm}_1\,\partial\Phi^{\pm}/\partial\xi$ сингулярна

$$\frac{\partial P}{\partial V^{\pm}_1}\frac{\partial\Phi^{\pm}}{\partial\xi} = \pm\frac{b_0}{a}\sqrt{\frac{\Phi_0(0)}{\Phi^{\pm}(\xi^{\pm}_{c0}) - \Phi^{\pm}(\xi)}}\,\frac{\partial\Phi^{\pm}}{\partial\xi}. \tag{42}$$

Как показано в работе [2], решение уравнения (37) с электронной силой (42) имеет вид ударной волны (рис. 4). Отметим, однако, что особенность (42) в $b_0/a \gg 1$ раз сильнее особенности электронной силы в случае слабых магнитных полей. Это обстоятельство приводит к уменьшению фронта ударной волны по сравнению с [2] в b_0/a раз.

Рассмотрим теперь образование предвестников потенциального горба в точках $\xi^{\pm}_{c0}$, $\xi^{\pm}_{p0}$ и потенциальной ямы в точках $\xi^{\pm}_{p0}$. Для этого, используя метод медленно меняющегося профиля, а также учитывая (36), преобразуем уравнение (35) к виду

$$\frac{\partial\psi^{\pm}}{\partial\tau_1} = F^{\pm}(\xi, \tau_1) - \omega_c\tau_p\frac{\partial}{\partial\xi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\psi^{\pm}(\xi', \tau_1)}{\xi - \xi'}d\xi', \tag{43}$$

где $F^{\pm}=(\partial n^{\pm}/\partial\xi)/(3n_0 w/\pi v_F \varepsilon_F)$, причем $\psi^{\pm}(\xi, 0)=0$. Решеточным затуханием в этом случае, очевидно, можно пренебречь. При $|\xi| \leqslant |\xi^{\pm}_{c0}|$ электронная сила $F^{\pm}$, вызывающая рост ближних предвестников потенциального горба, обусловлена скачущими электронами. Поэтому, полагая, что в этой области эффективный потенциал $V^{\pm}_{\text{I}}$ имеет вид $V^{\pm}_{\text{I}}(\xi)=V^{\pm}_{\text{I}m0} \mp b_0(\xi-\xi^{\pm}_{c0})$, с помощью (30) получим

$$F^{\pm}(\xi, \tau_1)=\frac{1}{2}\frac{b_0}{a}\sqrt{b_0}\,\Phi(\tau_1)\frac{1}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{c0}|}}\equiv\frac{c_1(\tau_1)}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{c0}|}}, \quad |\xi|\leqslant|\xi^{\pm}_{c0}|. \tag{44}$$

При $|\xi| > |\xi^{\pm}_{c0}|$ сила $F^{\pm}$, определяемая отражающимися электронами, согласно (32), пропорциональна параметру $\omega_c\tau_p \ll b_0/a$ и не имеет особенности в точке $\xi^{\pm}_{c0}$. По этой причине влиянием отражающихся частиц на эволюцию ближних предвестников будем пренебрегать.

Эволюция дальних предвестников в области особых точек, напротив, обусловлена отражающимися электронами. Нетрудно показать, что соот-

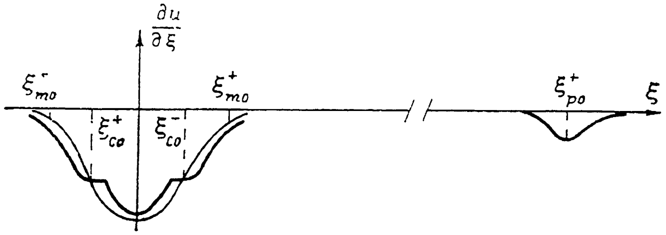

Рис. 4. Эволюция импульса и рост дальних предвестников в случае потенциальной ямы.

ветствующая электронная сила на основании (33) и (34) может быть записана в виде

$$F^{\pm}=\begin{cases} -\dfrac{b_0^{3/2}}{\sqrt{a}}\dfrac{\pi}{2}\Phi_0(\tau_1)\dfrac{\omega_c\tau_p}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}\equiv\dfrac{c_2(\tau_1)}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}, & |\xi|\leqslant|\xi^{\pm}_{p0}|. \\ -\dfrac{1}{2}b_0^{1/2}\displaystyle\int\limits_{\mp 1}^{\xi^{\pm}_{m0}}\dfrac{\partial\Phi}{\partial\xi'}d\xi'\,\dfrac{\sqrt{V^{\pm}_{\text{I}m0}-V^{\pm}_{\text{I}}(\xi')}}{V^{\pm}_{\text{I}}(\xi)-V^{\pm}_{\text{I}}(\xi')}\,\dfrac{\omega_c\tau_p}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}\equiv\dfrac{d^{\pm}_2(\xi, \tau_1)}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}, & \\ & |\xi|\leqslant|\xi^{\pm}_{p0}| \end{cases} \tag{45}$$

в случае потенциального горба и

$$F^{\pm}=\begin{cases} -\dfrac{b_0^{3/2}}{\sqrt{a}}\dfrac{\pi}{2}\Phi_0(\tau_1)\dfrac{\omega_c\tau_p}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}\equiv\dfrac{c_3(\tau_1)}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}, & |\xi|\geqslant|\xi^{\pm}_{p0}|, \\ -b_0^{1/2}\dfrac{\omega_c\tau_p}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}\left[\dfrac{b_0}{\sqrt{a}}\dfrac{\pi}{2}\Phi_0(\tau_1)+\displaystyle\int\limits_{\xi^{\pm}_{c0}}^{\xi^{\pm}_{m0}}\dfrac{\partial\Phi}{\partial\xi'}d\xi'\,\dfrac{\sqrt{V^{\pm}_{\text{I}m0}-V^{\pm}_{\text{I}}(\xi')}}{V^{\pm}_{\text{I}}(\xi)-V^{\pm}_{\text{I}}(\xi')}\right]\equiv & \\ \equiv\dfrac{d^{\pm}_3(\xi, \tau_1)}{\sqrt{|\xi-\xi^{\pm}_{p0}|}}, & |\xi|\leqslant|\xi^{\pm}_{p0}| \end{cases} \tag{46}$$

в случае потенциальной ямы.

Решение уравнения (43), полученное методом Фурье-преобразования, имеет вид

$$\psi^{\pm}(\xi, \tau_1)=-\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{\tau_1}d\tau_1\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\xi' F^{\pm}(\xi', \tau_1)\int\limits_{-\infty}^{\infty}dk e^{-\omega_c\tau_p\pi|k|(\tau-\tau_1)}e^{-ik(\xi-\xi')}. \tag{47}$$

При малых временах эволюции (т. е. при $\beta\tau_1 \ll 1$), когда, согласно (40), (44)—(46), можно пренебречь зависимостью электронной силы $F^{\pm}(\xi', \tau)$

от τ, интегрирование по k и τ в (47) выполняется элементарно; в результате находим

$$\psi^{\pm}(\xi,\ \tau_1)=\frac{1}{2\pi^2\omega_c\tau_p}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\xi' F^{\pm}(\xi')\ln\frac{(\omega_c\tau_p\pi\tau_1)^2+(\xi-\xi')^2}{(\xi-\xi')^2}. \qquad (48)$$

Подставляя далее (44)—(46) в (48) и учитывая, что коэффициенты $d_2^{\pm}$ и $d_3^{\pm}$, стоящие в (45), (46), являются медленными функциями не только времени τ_1, но и координаты ξ', после несложных преобразований для скорости роста потенциала предвестника $\partial\psi^{\pm}/\partial\tau_1$ получим

$$\frac{\partial\psi_j^{\pm}}{\partial\tau_1}=\omega_c\tau_p\tau_1\left\{c_j\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{du}{(u^2-\eta_j^{\pm})^2+(\pi\tau_1\omega_c\tau_p)^2}+d_j^{\pm}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{du}{(u^2+\eta_j^{\pm})^2+(\pi\tau_1\omega_c\tau_p)^2}\right\}. \qquad (49)$$

Здесь индекс $j=1$ отвечает ближним предвестникам, а индексы $j=2,\ 3$ — дальним предвестникам соответственно для потенциального горба ($j=2$) и для потенциальной ямы ($j=3$), причем $\eta_1^{\pm}=|\ \xi-\xi_{c0}^{\pm}\ |$, $\eta_{2,\ 3}^{\pm}=|\ \xi-\xi_{p0}^{\pm}\ |$, $d_1=0$. Вычисляя интегралы в (49) с помощью вычетов, находим

$$\frac{\partial\psi_j^{\pm}}{\partial\tau_1}=(c_j+d_j^{\pm})\frac{\cos\left(1/2\ \mathrm{arc\,tg}\,(\omega_c\tau_p\pi\tau_1/\eta_j^{\pm})\right)}{[\eta_j^{\pm2}+(\omega_c\tau_p\pi\tau_1)^2]^{1/4}}. \qquad (50)$$

В особых точках $\xi_{c0}^{\pm}$ и $\xi_{p0}^{\pm}$, т. е. при $\eta_j^{\pm}=0$, производная $\partial\ |\ \psi_j^{\pm}\ |\ /\partial\tau_1$ пропорциональна $1/\sqrt{\tau_1}$ и максимальна. Поэтому функция $|\ \psi_j^{\pm}(0,\ \tau_1)\ |$ равна амплитудному значению потенциала предвестника $\psi_{j0}^{\pm}$. Поскольку в этом случае, согласно (45), (46), $d_j^{+}=d_j^{-}\equiv d_j$, то амплитуда j-го предвестника как впереди импульса (ψ_{j0}^{+}), так и за ним (ψ_{j0}^{-}) на основании (50) растет со временем по закону

$$\psi_{j0}^{+}=\psi_{j0}^{-}\equiv\psi_{j0}=|\,c_j+d_j\,|\sqrt{2/\omega_c\tau_p\pi}\ \sqrt{\tau_1}, \qquad (51)$$

причем амплитуда поля ближних предвестников ψ_{10}, пропорциональная величине $c_1\sim b_0/a$, в $\sqrt{\varepsilon_F/\Phi_0}$ раз превышает амплитуду дальних предвестников, определяемую величинами $c_{2,\ 3}\sim d_{2,\ 3}\sim\omega_c\tau_p$. Вдали от особых точек, при $\eta_j^{\pm}\gg\omega_c\tau_p\tau_1$, согласно (50), потенциал $\psi_j^{\pm}$ изменяется линейно со временем

$$\psi_j^{\pm}(\eta_j^{\pm},\ \tau_1)=(c_j+d_j^{\pm})\,\tau_1/\sqrt{\eta_j^{\pm}}, \qquad (52)$$

при этом потенциал $\psi_1^{\pm}$ для ближних предвестников, согласно (44), имеет положительные значения, в то время как для дальних предвестников функция $\psi_{2,\ 3}^{\pm}$, согласно (45), (46), при $\xi\simeq\xi_{p0}^{\pm}$ отрицательна (рис. 3, 4). Характер деформации растущих предвестников достаточно сложным образом зависит от формы потенциала основного импульса $\Phi\ (\xi)$, выражаемого через коэффициенты $d_2^{\pm}$ и $d_3^{\pm}$.

Как уже отмечалось, результаты, полученные в этом параграфе, относятся к случаю цилиндрической поверхности Ферми металлов. Однако описанная выше эволюция основного импульса и предвестников, определяемая особенностями электронной силы $\lambda\ (\partial n/\partial x)$, характерна и для металлов с произвольным спектром носителей. Можно показать, что в случае сферической поверхности Ферми особенность силы $F_s^{\pm}$ вблизи точек $\xi_{p0}^{\pm}$ имеет такой же вид, как и в случае цилиндрической поверхности Ферми, т. е. $F_s^{\pm}=\gamma/\sqrt{|\ \xi-\xi_{p0}^{\pm}\ |}$, однако коэффициент γ оказывается в $\sqrt{2qR}$ раз меньше, чем соответствующие коэффициенты $c_{2,\ 3}$ и $d_{2,\ 3}^{\pm}$, входящие в (45), (46). Это объясняется тем, что вклад в силу $F_s^{\pm}$ вносит лишь малая часть отражающихся электронов, для которых угол ϑ в (33) и (34) определен в области $\Delta\vartheta\sim 1/\sqrt{2qR}$. Вблизи точек $\xi_{m0}^{\pm}$ и $\xi_{c0}^{\pm}$ вклад в электронную силу вносят скачущие электроны, для которых угол ϑ изменяется в широком интервале $\Delta\vartheta \sim \pi/2$. Поэтому особенности силы $\lambda\ (\partial n/\partial x)$ в случае сферической и цилиндрической поверхности Ферми различные, а именно: для сферической ПФ особенность $\lambda\ (\partial n/\partial x)$ при $|\ \xi\ | \leqslant |\ \xi^{\pm}_{c0}\ |$ логарифмическая, а скачок силы (38) при $\xi = \xi^{\pm}_{m0}$ размывается.

Рассмотренные в настоящей работе эффекты могут наблюдаться в достаточно чистых проводниках, для которых время релаксации носителей $\tau_p \geqslant 10^{-9}$ с, и в умеренно сильных магнитных полях $H \leqslant 10$ Э. В этом случае при длине импульса $L \sim 10^{-3}$ см и интенсивности ~ 1 Вт/см^2 нелинейные параметры имеют следующие значения: $a \sim 10^{-1}$, $b_0 \leqslant 1$, а левая часть неравенства (9) порядка 10^{-1}. Перечисленные условия достаточны для наблюдения нелинейной эволюции основного импульса и ближних предвестников. Для наблюдения дальних предвестников необходимо также выполнение условия $\omega_c\tau_p > 1$. В полях $H \leqslant 10$ Э это условие выполняется в проводниках с малой эффективной массой $m \sim 10^{-2}\ m_0$. При этом $\omega_c\tau_p \sim 5$, а величина ларморовского радиуса $R \sim 10^{-2}$ см.

Литература

[1] Богачек Э. Н., Рожавский А. С., Шехтер Р. И. // ФНТ. 1978. Т. 4. № 5. С. 603—616.

[2] Демиховский В. Я., Кукушкин В. А. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 2. С. 141—149.

[3] Демиховский В. Я., Максимова Г. М., Сауткин В. Е. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 3. С. 1037—1048.

Горьковский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского ГИФТИ
Горький

Поступило в Редакцию
22 июля 1988 г.