

388685/а С.К.

Министерство культуры СССР

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени А. М. ГОРЬКОГО

А. М. КОСЕВИЧ

**К ТЕОРИИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ
ТОНКИХ СЛОЕВ МЕТАЛЛОВ
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ
НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ
КАНДИДАТА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

Харьков — 1954

64

Министерство культуры СССР

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени А. М. ГОРЬКОГО

А. М. КОСЕВИЧ

К ТЕОРИИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ
ТОНКИХ СЛОЕВ МЕТАЛЛОВ
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ
НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ
КАНДИДАТА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

п. 1984г.

Харьков — 1954

Научный руководитель
член-корреспондент АН УССР,
доктор физико-математических наук
профессор *И. М. Лифшиц.*

Исследованию магнитных свойств металлов при низких температурах посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Очень интересным явлением, наблюдаемым в металлах при низких температурах, оказалась периодическая зависимость магнитной восприимчивости металла от напряженности магнитного поля. Экспериментально это явление наиболее полно было исследовано в работах советских ученых Б. Веркина, Б. Лазарева и Н. Руденко¹.

Было установлено, что зависимость магнитной восприимчивости χ от магнитного поля H дается почти периодической кривой, осциллирующей около некоторого значения с периодом, увеличивающимся по мере возрастания поля и не зависящим от температуры. С ростом температуры осцилляции исчезают, и остается постоянная часть магнитной восприимчивости, измеряемая при высоких температурах. Кроме этой периодичности наблюдалась сложная периодическая зависимость пары сил, действующей на кристалл в магнитном поле, (а следовательно и магнитной восприимчивости) от угла между направлением магнитного поля и одной из кристаллографических осей металла.

Теоретическое объяснение периодической зависимости магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля может быть дано, исходя из модели свободных электронов. Модель свободных электронов, которая явилась исходной во многих теоретических работах, сводится к следующему: образец металла заменяется газом почти не взаимодействующих электронов, помещенным в потенциальный ящик определенных размеров; взаимодействие электронов учитывается только через самосогласованное поле путем введения эффективных масс. Эффективные массы, кроме взаимодействия электронов, должны также учитывать и периодическое поле решетки.

Хотя эта модель не может претендовать на полное количественное описание магнитных свойств металлов, она позволяет дать хорошее качественное объяснение наблюдаемой периодической зависимости магнитной восприимчивости от напряженности магнитного

¹ Б. Веркин, Б. Лазарев, Н. Руденко, ЖЭТФ, 20, 93, 1950; ЖЭТФ, 20, 995, 1950; ЖЭТФ, 21, 658, 1951.

поля и передать основные закономерности эффекта. Поэтому модель свободных электронов может служить законным приближением для объяснения магнитных свойств многих металлов.

В настоящей работе автор также исходит из этой модели.

1. Возможно, более полное количественное описание магнитных свойств металлов может быть достигнуто заменой электронного газа в металле Ферми-газом невзаимодействующих квазичастиц с законом дисперсии, отличным от закона дисперсии для свободных электронов.

При введении квазичастиц оказывается, что для квантования их движения в магнитном поле достаточно знать лишь закон дисперсии. Можно показать, что если известен закон дисперсии для частицы в отсутствие магнитного поля, то очень простым способом определяются квазиклассические уровни энергии стационарных состояний частицы в магнитном поле.

По виду уровней энергии квазичастицы в магнитном поле (по зависимости уровня энергии от квантовых чисел), не вычисляя величины магнитной восприимчивости, при низких температурах можно определить период осцилляций магнитной восприимчивости с изменением магнитного поля.

2. В большинстве теоретических работ, в которых изучались магнитные свойства электронного газа, последний рассматривался в неограниченном пространстве¹, и тем самым исключались поверхностные эффекты. Однако очевидно, что в случае малых размеров образца металла неизбежно должно сказываться влияние поверхностей, ограничивающих образец, и поверхностные эффекты должны играть существенную роль.

В настоящей работе исследуются магнитные свойства слоя металла конечной толщины. Полученные формулы позволяют исследовать случаи различной толщины, начиная от тонких пленок и кончая массивными образцами.

Магнитный момент электронного газа находился обычным методом решения подобных проблем: магнитный момент M вычислялся как производная по полю от термодинамического потенциала Гиббса $\Omega \left(M = - \frac{\partial \Omega}{\partial H} \right)$. Постановка задачи, которая возникает в связи с

этим, дана в заметке И. М. Лифшица и автора «К теории магнитной восприимчивости тонких слоев металлов при низких температурах»². Для нахождения термодинамического потенциала Ω требовалось определить уровни энергии электрона в потенциальном

¹ Задача о магнитных свойствах электронного газа в неограниченном пространстве была полностью решена в работах Л. Ландау, А. Ахиезера, Ю. Румера, Г. Зильбермана, Е. Зондгаймера и А. Вильсона (L. Landau, Zs. f. Phys. 64, 629, 1930, Proc. Roy. Soc. A170, 341, 1939 (Добавление); А. Ахиезер, ДАН СССР, 23, 872, 1939; Ю. Румер, ЖЭТФ, 18, 1081, 1948; Г. Зильберман, ЖЭТФ, 21, 1209, 1951; E. Sondheimer, A. Wilson, Proc. Roy. Soc. A210, 173, 1951).

² И. Лифшиц и А. Косевич, ДАН СССР, 91, 795, 1953.

ящике при наличии магнитного поля. Как определение уровней энергии (т. е. установление точной зависимости уровня энергии от квантовых чисел), так и вычисление термодинамического потенциала Ω представляет большие математические трудности.

Для упрощения задачи сделаны некоторые допущения относительно температур T и напряженностей полей $H: \tau = \frac{kT}{\varepsilon_0} \ll 1$,

$\eta = \frac{\mu H}{\varepsilon_0} \ll 1$ (здесь ε_0 — химический потенциал при $T = 0^\circ \text{K}$,

k — постоянная Больцмана и $\mu = \frac{eh}{mc}$). Не ограничивая прак-

тически интересные области температур и магнитных полей, эти упрощения позволяют воспользоваться δ -образным характером производной от функции распределения Ферми и получить результаты в виде асимптотических разложений по степеням τ и η .

3. Анализ работ, посвященных рассмотрению магнитных свойств электронного газа в ограниченном объеме, позволяет определить основную трудность решения проблемы: основная трудность заключается в том, что невозможно получить точную аналитическую зависимость (хотя бы неявную) уровня энергии электрона в потенциальном ящике при наличии магнитного поля от квантовых чисел. Поэтому точная зависимость заменяется приближенной, безусловно справедливой хотя бы для некоторой части энергетического спектра. Для нахождения этой зависимости разными авторами были использованы различные приближенные методы; полученные при этом уровни энергии совпадают с точными уровнями только в определенной области значений квантовых чисел.

Но поскольку при вычислении статистических сумм необходимо интегрировать по всем квантовым числам и приходится производить различное дифференцирование функций, определяющих зависимость уровня энергии от квантовых чисел, то замена точной зависимости приближенной приводит к ошибкам. Подтверждением этого служит тот факт, что разные авторы, рассматривая одну и ту же задачу, получают различные (и даже противоположные) результаты².

Так как наибольшие трудности возникают в случае тонких пленок (в случае очень малых размеров), и наиболее противоречивые результаты получены именно для этого случая, то при отыскании магнитного момента тонких пленок полезно иметь в виде ориентира хотя бы качественное, однако правильное приближенное решение задачи для этого случая.

Для нахождения такого качественного решения, безусловно верного в случае тонких пленок, был рассмотрен электронный газ в специально подобранной параболической потенциальной яме³. Па-

¹ Через h мы обозначаем постоянную Планка, деленную на 2π .

² См. напр. R. Steele, Phys. Rev., 88, 451, 1952; R. Dingle, Proc. Roy. Soc. A212, 47, 1952, A216, 118, 1953; W. Band, Phys. Rev. 91, 249, 1953.

³ И. Лифшиц и А. Косевич, Цит. работа.

параметры этой потенциальной ямы можно естественным образом связать с толщиной металлического слоя. Такая задача может быть решена строго, без каких-либо приближений и ограничений, до конца. Полученный магнитный момент в предельном случае очень малой толщины слоя должен качественно совпадать с точным значением магнитного момента металлического слоя.

4. При нахождении точного значения магнитного момента использованы квазиклассические уровни энергии, уточненные и исправленные для тех значений квантового числа n , для которых не справедливо квазиклассическое приближение.

Уровни энергии в квазиклассическом приближении для электрона, находящегося между двумя бесконечно высокими потенциальными стенками, получены в следующем виде:

$$\mathcal{E}(H) = p_z^2/2m + E_n(p_x; H, a) \pm \frac{1}{2} \mu_0 H, \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

где p_x и p_z — составляющие импульса электрона в плоскости слоя; a — полутолщина слоя; $\mu_0 = \frac{eh}{m_0 c}$ — удвоенный магнетон Бора, в который входит масса электрона m_0 , не совпадающая в общем случае с эффективной массой электрона m . Магнитное поле направлено по оси Z в плоскости слоя.

В работе показано, как нужно точно вычислять фазу квазиклассической волновой функции, выбор которой оказывается существенным для определения самых низких уровней энергии.

Вычисление термодинамического потенциала Ω производилось по обычным формулам статистической физики. С помощью формулы Пуассона суммирование по квантовым числам n заменено интегрированием. Применение формулы Пуассона позволило отчетливо выделить ту часть термодинамического потенциала Ω , которая обусловлена дискретным характером энергетического спектра. Именно эта часть Ω дает магнитный момент свободного электронного газа. Та часть термодинамического потенциала Ω , которая соответствует непрерывному энергетическому спектру, дает лишь спиновый парамагнетизм. Этот факт подтверждает высказанное многими авторами предположение о том, что диамагнетизм газа свободных электронов, как и эффект де Гааз-ван Альфена, обусловлен дискретным характером энергетического спектра электрона.

Вычисление термодинамического потенциала Ω и магнитного момента M производилось сначала для случая $T=0^\circ K$, а затем для отличных от нуля низких температур. Поскольку имелся малый параметр η ($\eta \ll 1$ и $\frac{1}{\eta} \gg 1$), то асимптотические оценки интегралов производились «методом перевала», или «методом критических точек», как назван этот метод в случае двойного интеграла.

Исследование полученных для магнитного момента M формул и их сравнение с имеющимися в литературе формулами для M

привело к необходимости рассмотрения точных уровней энергии, соответствующих малым квантовым числам n . Точные уровни энергии, которые удалось получить для малых чисел n , оказались в этом случае существенно отличными от уровней энергии, полученных в квазиклассическом приближении. Это отличие позволило исправить формулы для магнитного момента и привести их к окончательному виду:

а) $H > H_k$

$$\begin{aligned} M = & \mu V \left(\frac{m \varepsilon_0}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{2}}{(2\pi)^2} \left[\left(\frac{m}{m_0} \right)^2 - \frac{1}{3} \right] \eta - \\ & - \mu V \left(\frac{m \varepsilon_0}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{2\pi^3} \eta^{\frac{1}{2}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta}}{\text{Sh} \left(2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta} \right)} \times \\ & \times \sin \left(\frac{2\pi k}{\eta} - 2\pi k \gamma_1 - \frac{\pi}{4} \right) \cos \left(\pi k \frac{m}{m_0} \right) + \\ & + \mu S \left(\frac{m \varepsilon_0}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{2}}{\pi^3} \eta^{-1/2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^{\frac{3}{2}}} \frac{2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta}}{\text{Sh} \left(2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta} \right)} \times \\ & \times \sin \left(\frac{2\pi k}{\eta} - 2\pi k \gamma_2 - \frac{\pi}{4} \right) \cos \left(\pi k \frac{m}{m_0} \right); \end{aligned} \quad (1)$$

б) $H < H_k$

$$\begin{aligned} M = & \mu V \left(\frac{m \varepsilon_0}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{2}}{(2\pi)^2} \left[\left(\frac{m}{m_0} \right)^2 - \frac{1}{3} \right] \eta + \\ & + \mu S \left(\frac{m \varepsilon_0}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{(1-\delta)^{\frac{1}{2}} (\arcsin \sqrt{\delta} - \sqrt{\delta} \sqrt{1-\delta})}{\delta^{\frac{1}{2}} (\arcsin \sqrt{\delta})^{\frac{3}{2}}} \times \\ & \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} \frac{4\pi k \frac{\tau}{\eta} \arcsin \sqrt{\delta}}{\text{Sh} \left(4\pi k \frac{\tau}{\eta} \arcsin \sqrt{\delta} \right)} \cdot \cos \left[\frac{4k}{\eta} (\arcsin \sqrt{\delta} + \right. \\ & \left. + \sqrt{\delta} \sqrt{1-\delta}) - 2\pi k \gamma_3 \right] \times \\ & \times \cos 2k \frac{m}{m_0} (\arcsin \sqrt{\delta} - \sqrt{\delta} \sqrt{1-\delta}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:

H_k — напряженность поля, при которой максимальный диаметр электронной орбиты в металле при $T=0^\circ K$ равен толщине слоя

$$\frac{c \sqrt{2m \varepsilon_0}}{e H_k} = a;$$

V — объем слоя; S — площадь поверхности слоя ($V = 2aS$);

$$\delta = \frac{1}{2} m \left(\frac{eH}{mc} \right)^2 a^2 / \varepsilon_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{m\varepsilon_0}{\hbar^2} \right) a^2 \eta^2 \quad (\text{при } H = H_k, \delta = 1);$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — величины, очень слабо зависящие от H и равные по порядку величины единице.

Формула (2) получена в предположении $\delta \frac{1}{2} \gg \eta$, но оказывается, что она дает верную экстраполяцию величины магнитного момента M и для $\delta \frac{1}{2} \sim \eta$. Поэтому ее можно считать справедливой для исчезающе слабых полей.

5. Формулы (1) и (2) описывают магнитный момент металлического слоя практически любых толщин и в очень широком диапазоне магнитных полей. Магнитный момент оказывается состоящим из двух частей: законопостоянной части (магнетизм Ландау-Паули) и знакопеременной части (соответствующей эффекту де Гааз-ван Альфена).

Для массивных образцов, когда средний радиус классических электронных орбит в магнитном поле $\left(\sim \frac{c\sqrt{2m\varepsilon_0}}{eH} \right)$ значительно меньше размера образца a ($H \gg H_k$), формулы для магнитного момента переходят в формулу Ландау-Ахиезера для неограниченного пространства¹. Естественно, что в этом случае поверхностные эффекты пропадают.

Влияние поверхностей проявляется лишь тогда, когда средний радиус электронных орбит становится сравнимым с толщиной слоя $\left(\frac{c\sqrt{2m\varepsilon_0}}{eH} \sim a \right)$. При этом, пока $H > H_k$, поверхностный эффект проявляется лишь в появлении дополнительного осциллирующего слагаемого в магнитном моменте. Период осцилляций по-прежнему не зависит от толщины слоя. И только при $H > H_k$ период изменения магнитного момента с полем H существенно зависит от толщины слоя a .

В случае очень тонких пленок $\left(\frac{c\sqrt{2m\varepsilon_0}}{eH} \gg a \right)$ магнитный момент сильно отличается от магнитного момента, полученного по формуле Ландау-Ахиезера, и качественно совпадает с магнитным моментом электронного газа в параболической потенциальной яме. Экстраполяция формул для магнитного момента в область исчезающе слабых полей ($H \rightarrow 0$) показывает, что периодическая зависимость магнитного момента от поля в этой области исчезает, и остается периодическая зависимость от толщины пленки a . В таком предельном случае, в отличие от Р. Дингла и В. Бэнда², не получено ни аномально большого диамагнетизма, ни аномально большого

¹ В наиболее общем виде эта формула записана в цит. выше работе Г. Зильбермана.

² R. Dingle, Цит. работа W. Band. Цит. работа.

парамагнетизма. Величина законопостоянной части магнитного момента все время остается порядка величины магнетизма Ландау-Паули.

Зависимость знакопеременной части магнитного момента от напряженности поля H качественно совпадает с результатами эксперимента: она дается почти периодической кривой, осциллирующей около некоторого значения магнитного момента. Период осцилляций не зависит от температуры и для достаточно сильных полей и толстых слоев ($H > H_k$) возрастает с ростом напряженности поля. Однако для тонких пластин и слабых полей ($H < H_k$) имеет место обратная зависимость периода от поля: с возрастанием поля период уменьшается. Минимальный период осцилляций магнитного момента с изменением поля должен наблюдаться при $H = H_k$. Этот минимальный период одинаков для всех металлов (т. е. не зависит от величины эффективной массы m и граничной энергии ε_0) и зависит только от толщины слоя: по порядку величины он равен $10^{-7}a^{-2}$.

Амплитуда осцилляций магнитного момента, имеющая большую величину для массивных образцов, очень сильно убывает для тонких пластин (при $T = 0^\circ\text{K}$ амплитуда осцилляций магнитного момента тонких пленок становится по порядку величины равной магнитному моменту Ландау-Паули).

6. Чтобы распространить формулы на реальный случай анизотропного кристалла, рассмотрен анизотропный монокристаллический металлический слой. Исследован простейший случай, когда главные оси тензора масс m_{ik} совпадают с главными кристаллографическими осями металла, и одна из главных осей (X_3) расположена перпендикулярно плоскости слоя. Магнитное поле предполагается расположенным в плоскости слоя под углом φ к одной из главных кристаллографических осей (X_1).

Получены следующие формулы для компонент магнитного момента:

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= m_1 \frac{\cos \varphi}{\beta(\varphi)} \left[V \cdot D_{об} \cdot \psi_{об}(\eta) + \frac{1}{\sqrt{m_3}} S \cdot D_{пов} \psi_{пов}(\eta) \right], \\ M_2 &= m_2 \frac{\sin \varphi}{\beta(\varphi)} \left[V \cdot D_{об} \cdot \psi_{об}(\eta) + \frac{1}{\sqrt{m_3}} S \cdot D_{пов} \cdot \psi_{пов}(\eta) \right], \\ M_3 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

$$\beta(\varphi) = \sqrt{m_1 \cos^2 \varphi + m_2 \sin^2 \varphi}, \quad \eta = \frac{ehH}{c\varepsilon_0} \frac{\beta(\varphi)}{\sqrt{m_1 m_2 m_3}};$$

$$D_{об} = \frac{e\varepsilon_0^{\frac{3}{2}}}{\hbar^2}, \quad D_{пов} = \frac{e\varepsilon_0}{\hbar},$$

m_1, m_2, m_3 — главные значения тензора масс, а функции $\psi_{об}(\eta)$ и $\psi_{пов}(\eta)$ даны выражениями:

a) $H > H_k$

$$\begin{aligned}\psi_{ог}(\eta) &= \frac{\sqrt{2}}{(2\pi)^2} \left[\left(\frac{m}{m_0} \right)^2 - \frac{1}{3} \right] \eta - \\ &- \frac{1}{2\pi^3} \eta^{\frac{1}{2}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^{\frac{3}{2}}} \frac{2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta}}{\text{Sh} \left(2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta} \right)} \sin \left(\frac{2\pi k}{\eta} - 2\pi k \gamma_1 - \frac{\pi}{4} \right) \cos \left(\pi k \frac{m}{m_0} \right), \\ \psi_{пов}(\eta) &= \frac{\sqrt{2}}{\pi^3} \eta^{-\frac{1}{2}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^{\frac{3}{2}}} \frac{2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta}}{\text{Sh} \left(2\pi^2 k \frac{\tau}{\eta} \right)} \cdot \sin \left(\frac{2\pi k}{\eta} - 2\pi k \gamma_2 - \frac{\pi}{4} \right) \times \\ &\times \cos \left(\pi k \frac{m}{m_0} \right).\end{aligned}$$

б) $H < H_k$

$$\begin{aligned}\psi_{ог}(\eta) &= \frac{\sqrt{2}}{(2\pi)^2} \left[\left(\frac{m}{m_0} \right)^2 - \frac{1}{3} \right] \eta, \\ \psi_{пов}(\eta) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{(1-\delta)^{\frac{1}{2}} (\arcsin \sqrt{\delta} - \sqrt{\delta} \sqrt{1-\delta})}{\delta^{\frac{1}{2}} (\arcsin \sqrt{\delta})^{\frac{3}{2}}} \times \\ &\times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} \frac{4\pi k \frac{\tau}{\eta} \arcsin \sqrt{\delta}}{\text{Sh} \left(4\pi k \frac{\tau}{\eta} \arcsin \sqrt{\delta} \right)} \cdot \cos \left[\frac{4k}{\eta} (\arcsin \sqrt{\delta} + \sqrt{\delta} \sqrt{1-\delta}) - \right. \\ &\left. - 2\pi k \gamma_3 \right] \cos 2k \frac{m}{m_0} (\arcsin \sqrt{\delta} - \sqrt{\delta} \sqrt{1-\delta}),\end{aligned}$$

здесь

$$\left(\frac{m}{m_0} \right)^2 = \frac{m_1 m_2 m_3}{m_0^3} \frac{1}{\beta^2(\varphi)} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{1}{2} \left(\frac{m_3 \epsilon_0}{h^2} \right) a^2 \eta^2.$$

Формулы (3) включают дополнительную сложную зависимость магнитного момента от направления магнитного поля (угловую зависимость).

7. Наконец, с использованием результатов сравнения теоретических кривых для магнитной восприимчивости электронного газа в неограниченном пространстве с экспериментальными кривыми для массивных образцов вычислена характерная для полученных формул величина напряженности магнитного поля H_k . Оказалось, что во всех экспериментах, в которых изучалась периодическая зависимость магнитного момента от поля, диапазон исследуемых магнитных полей не включал напряженность H_k . Поэтому с имеющимися пока в литературе экспериментальными данными можно сравнивать лишь предельный случай формул, совпадающий с формулами Ландау—Ахиезера.

Подписано к набору 23/XII — 1953 г.
Подписано к печати 7/I—1954 г.
БЦ 04203. Объем 0,38 бум. листа =
= 0,75 печ. л. = 1,2 уч. изд. л. = 1,2
уч.-авт. л. В одном печ. листе 42.000
тип. знаков. Заказ. № 1815. Тираж 100.
Бесплатно.

Типография Издательства Харьков-
ского государственного университета
им. А. М. Горького, Харьков, Уни-
верситетская ул., № 16.



388685. С.К.

Косев. А.

К Георгии сматри-
кой воспримчиво-
го ких селов. ме-
при ких ких, делен-
рат.

1981

1/11 - НК Кудак

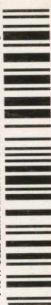
534.7.

сол(ор)

X72

Бесплатно

V. N. Karazin Kharkiv National University



00914078

9